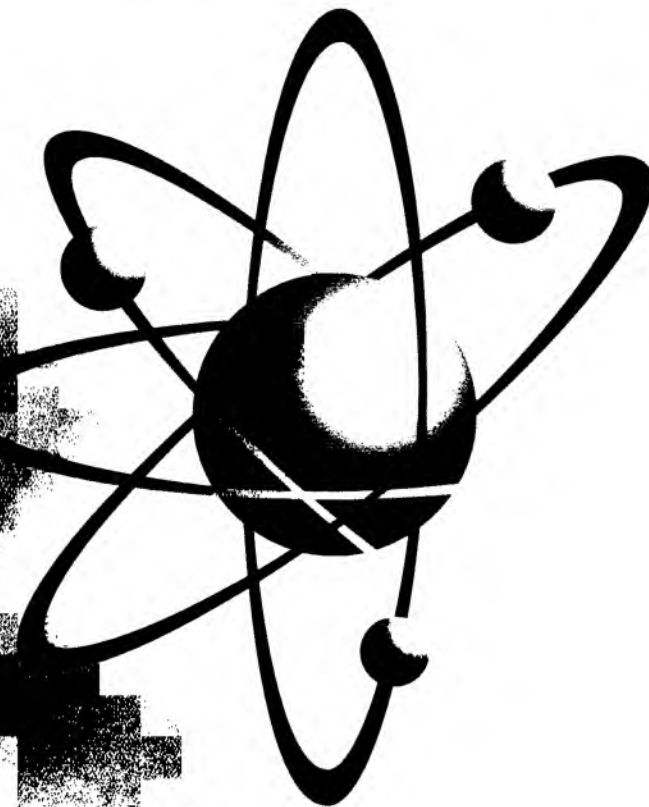


ISSN 1694-6634

научный журнал

ФИЗИКА

илимий журналы



2011

№ 1

ISSN 1694-6634

НАУЧНЫЙ ЖУРНАЛ

Ф И З И К А

ИЛИМИЙ ЖУРНАЛЫ

С. 88

2011



№1

Ф И З И К А

НАУЧНЫЙ ЖУРНАЛ

Учредитель:

Институт физико-технических
проблем и материаловедения
Национальной академии наук
Кыргызской Республики

Журнал зарегистрирован
Министерством юстиции
Кыргызской Республики.
Свидетельство о регистрации
№1418 от 13 июня 2008 г.

ISSN 1694-6634

Адрес редакции:

720021, Кыргызская Республика,
г. Бишкек, проспект Чуй, 265-4

тел.: 64-19-65

факс: (996.312) 431169, 431171

E-mail: merenkova@inbox.ru

ИЛИМИЙ ЖУРНАЛЫ

Ф И З И К А

Главный редактор

*К.М. Жумалиев – академик НАН КР,
д.т.н., профессор*

Зам. главного редактора

М.М. Кидибаев – член-корреспондент НАН КР

Члены редколлегии:

*А.Ж. Жайнаков – академик НАН КР,
д.ф.-м.н., профессор;*

*А.А. Кутанов – академик НАН КР,
д.ф.-м.н., профессор;*

*С.Ж. Токтомышев – академик НАН КР, д.ф.-м.н.,
профессор;*

*М.М. Кидибаев – член-корреспондент НАН КР,
д.ф.-м.н., профессор;*

*Т.О. Орозобаков – член-корреспондент НАН КР,
д.ф.-м.н., профессор;*

С.А. Алымкулов – д.т.н.;

К.А. Каримов – д.ф.-м.н.;

Т.С. Королева – д.ф.-м.н.;

В.П. Макаров – д.ф.-м.н.;

Р.М. Урусов – д.ф.-м.н.;

В.П. Фоломеев – д.ф.-м.н.;

Н.К. Джаманкызов – д.ф.-м.н.;

К.Х. Хайдаров – д.ф.-м.н.;

Л.К. Меренкова – д.ф.-м.н. (ответственный секретарь)

СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫЕ СВОЙСТВА КРИСТАЛЛОВ $\text{SrF}_2:\text{Ce}$

*Л.Л. Викторов, В.А. Больных, А.Ю. Дерстуганов, В.Ю. Иванов, Б.В. Шульгин,
М.М. Кидибаев, Т.С. Королева, А.С. Бекташов*

Кристаллы $\text{SrF}_2:\text{Ce}$ -перспективные сцинтилляционные материалы для регистрации мягкого гамма-излучения. Были проведены измерения некоторых сцинтилляционных характеристик монокристаллов $\text{SrF}_2:\text{Ce}$: спектры радиолуминесценции и время затухания, а также рассчитан абсолютный световыход. Результаты измерений сравнили с данными для CsI-Tl .

SCINTILLATION PROPERTIES OF CRYSTALS $\text{SrF}_2:\text{Ce}$

*L.L. Victorov, V.A. Bolnyh, A.YU. Derstuganov, V.Yu. Ivanov, B.V. Shulgin,
M.M. Kidibaev, T.S. Koroleva, A.S. Bektashov*

For $\text{SrF}_2:\text{Ce}$ single crystals some scintillation properties: spectra of radioluminescence, decay time and absolute light yield (ALY) have been measured and calculated (for ALY). The results of measurements are presented in comparison with data for CsI-Tl and stilbene. The crystals of $\text{SrF}_2:\text{Ce}$ are perspective scintillation materials for registration soft gamma-rays.

Введение

Сцинтилляционные детекторы ионизирующих излучений находят все большее применение в дозиметрической практике и в технике радиационного контроля [1–11]. Поиск новых сцинтилляционных материалов продолжается. Направление поиска эффективных детекторных материалов зависит от решаемых задач. Так, для задач физики высоких энергий требовались сцинтилляторы с большим эффективным атомным номером ($Z_{\text{эфф}}$). В этом плане перспективными оказались кристаллы ортогерманата висмута $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$ ($Z_{\text{эфф}}=74$), используемые в измерительном тракте адронного калориметра ЦЕРН-коллайдера [7].

Напротив, для избирательной дозиметрии и спектрометрии бета-излучения (на фоне гамма-излучения) для уменьшения альбедо и повышения эффективности регистрации бета-излучения потребовались сцинтилляционные материалы с пониженным $Z_{\text{эфф}}$. Для этих целей наиболее подходящими оказались кристаллы $\text{CaF}_2:\text{Eu}$ с небольшим $Z_{\text{эфф}}=16,5$ [8–11]. Отметим, что государственные стандартные образцы светового выхода на основе кристаллов $\text{CaF}_2:\text{Eu}$, необходимые для обеспечения метрологических требований, были приготовлены при нашем участии [11]. О возможности использования их ближайшего аналога – кристаллов SrF_2 , имеющих $Z_{\text{эфф}}=33,5$, – в качестве сцинтилляторов упоминалось давно [1, 3, 4]. Однако сведения о радио-

люминесценции и сцинтилляционных свойствах кристаллов $\text{SrF}_2\text{-Ln}$ весьма ограничены. Для кристаллов $\text{SrF}_2:\text{Dy}$, $\text{SrF}_2:\text{Tb}$, $\text{SrF}_2:\text{Er}$, $\text{SrF}_2:\text{Nd}$ в работе [4] была исследована только радиолуминесценция, а именно рентгенолюминесценция и ионлюминесценция (при возбуждении ионами He^+ с энергией 3 МэВ). Кристаллы $\text{SrF}_2\text{-Ce}$ в работе [4] не изучались, как не изучались и непосредственно сцинтилляционные эффекты. Данные об абсолютном световом выходе сцинтилляций в кристаллах $\text{SrF}_2\text{-Ln}$ в работах [1, 3, 4] также отсутствуют. Их нет даже в таком представительном источнике, каковым является справочник Стефана Дорензо по сцинтилляторам [6] из Берклиевской национальной лаборатории США (Lawrence Berkeley National Laboratory).

В настоящей работе, выполненной в развитие работ [4, 8–11] и в рамках поисковой части проекта МНТЦ № KR-1587, впервые приведены результаты исследования сцинтилляционных параметров кристаллов $\text{SrF}_2\text{-Ce}$, включая сведения об абсолютном световом выходе сцинтилляций для этих кристаллов.

Образцы и методика эксперимента

Исследованы образцы монокристаллов $\text{SrF}_2:\text{Ce}$ и, для сравнения, неактивированные образцы монокристаллов SrF_2 . Образцы имели форму дисков $\varnothing 10 \times 1$ мм, плоские грани которых были отполированы. Проведены измерения спектров рентгенолюминесценции (РЛ), а также

Сцинтилляционные характеристики
кристаллов SrF₂ и SrF₂:Ce при альфа- и гамма-возбуждении

Образец	A _{сц} /A _о отн.ед.	τ ₁ , нс	τ ₂ , нс	J ₁ /J ₂ отн.ед.	K _{сн}	K _{ин}	K _{сб}	Световыход (ALY)	
								фотон/ МэВ	относительно CsI-Tl, %
Альфа-возбуждение (²³⁹ Pu)									
SrF ₂	1267	7,5±0,5	360	7,5	0,64	0,90	0,45	3900	8,6
SrF ₂ :Ce	1620	5,6±0,5	350	5,6	0,70	0,89	0,45	4600	10,1
CsI:Tl	8200	570±30	-	-	0,4	0,8	0,45	45500	100
Стильбен	760	91±10	2300	13,4	0,97	1,0	0,70	870	1,9
Гамма-возбуждение (¹³⁷ Cs)									
SrF ₂	557	8±0,5	-	-	0,64	1,0	0,45	1200	20,3
SrF ₂ :Ce	695	8±0,5	-	-	0,70	1,0	0,45	1370	23,2
CsI:Tl	1280	1090 ±100	-	-	0,4	0,75	0,45	59000	100
Стильбен	900	6,2±0,5	175	82	0,97	1,0	0,70	8000	13,6

Примечания.

1) A_{сц}/A_о – отношение амплитуды сцинтилляций к амплитуде одноэлектронного пика A_о; τ₁, τ₂ – постоянные времена быстрых компонент в кривой затухания сцинтилляционного импульса; J₁/J₂ – соотношение амплитуд компонент кривой затухания сцинтилляций; K_{сн} – коэффициент спектрального согласования; K_{ин} – коэффициент инерционных потерь; K_{сб} – коэффициент светосбора. Коэффициенты K_{сн}, K_{ин}, K_{сб} определены в соответствии с методикой [13].

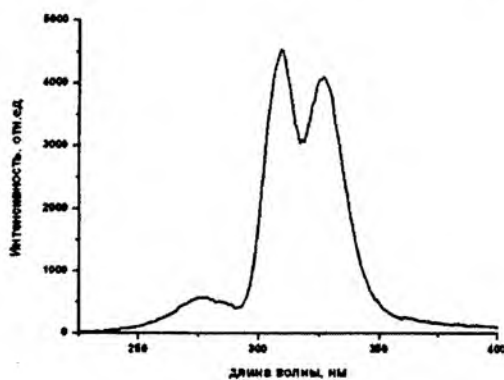
2) Погрешность определения величины ALY, по нашим расчетам, не превышала 20 %.

сцинтилляционных параметров SrF₂:Ce при альфа- и гамма-возбуждении.

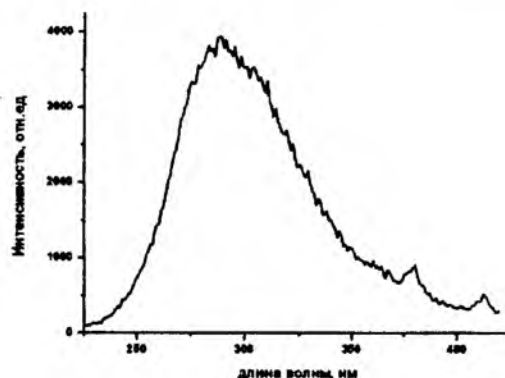
Спектры РЛ кристаллов измерены на автоматизированной установке для научных исследований АСНИ [12] при комнатной температуре с использованием рентгеновского аппарата УРС-55 (40 кВ, 10 мА), монохроматора МДР-4 и счетно-фотонного тракта на основе фотоумножителя ФЭУ-106.

Для определения значения абсолютного светового выхода сцинтилляций (absolute light yield – ALY) в качестве репера использовали амплитуду одноэлектронного импульса ФЭУ A_о,

т.е. применяли методику, описанную нами ранее [13]. Измерения проводили с помощью ФЭУ-130, работающего в одноэлектронном режиме, для которого при слабой засветке от эталонного радиолюминесцентного источника (РЛИ) регистрируется хорошо выраженный одноэлектронный пик. Спектры амплитуд импульсов с выхода ФЭУ регистрировали с помощью спектрометрического усилителя и платы АЦП производства НПЦ «Аспект». Одноэлектронное распределение измеряли при максимальном усилении спектрометрического канала (K_{сн} = 450, чувствительность АЦП – 1 мВ/канал, при шкале 1024



(а)



(б)

Рис. 1. Спектры РЛ кристаллов SrF₂:0,5 %Ce (а) и неактивированного кристалла SrF₂ (б).

канала). Амплитуду одноэлектронного импульса A_e определяли из одноэлектронного распределения. Амплитудные спектры сцинтилляций от исследуемых образцов регистрировали при уменьшении усиления до значений порядка 10. Исследуемый кристалл-сцинтиллятор устанавливали на фотокатод ФЭУ, причем в качестве иммерсионной жидкости использовали оптически прозрачный вазелин. Альфа-источник, радионуклид ^{239}Pu из комплекта ОСАИ, устанавливали на расстоянии ≤ 2 мм от образца. В случае исследования гамма-сцинтилляций использовали радионуклид ^{137}Cs из комплекта ОСГИ. По спектральному распределению амплитуд сцинтилляций определяли значение средней амплитуды импульсов, соответствующее максимуму фотопика, что позволяло вычислять конкретные значения **ALY**.

Для верификации результатов определения **ALY** активированных кристаллов фторида стронция использовали следующие стандартные образцы: а) промышленный (герметизированный и упакованный с отражателем MgO) детектор на основе стиблена $\varnothing 10 \times 10$ мм; б) образец монокристалла CsI:Tl $\varnothing 10 \times 1,5$ мм. При измерениях **ALY** использовали отражатель из тонкого черного диска с отверстием $\varnothing 1$ мм в центре. Черный диск необходим для упрощения учета коэффициента светосбора $K_{\text{сб}}$ [13], значение которого при указанной геометрии составляло, по нашим оценкам, $0,45 \pm 0,03$.

Кривые затухания сцинтилляций от α - и γ -источников получали с помощью осциллографа Tektronix TDS5034B, измеряя сигнал непосредственно на аноде ФЭУ благодаря высокой чувствительности (до 1 мВ/см) и широкой полосе пропускания (до 350 МГц) осциллографа Tektronix TDS5034B. Измерения проводили в режиме усреднения по 1000 импульсам, при входном сопротивлении 50 Ом. Усреднение позволяло существенно сгладить «фотонные флуктуации» слабых сцинтилляционных вспышек (особенно на «хвостах» затухания сцинтилляций). Полученные кривые затухания сцинтилляций обрабатывали с использованием программы ORIGIN-8.0 с целью аппроксимации кривой в виде суммы экспонент. Результирующая полоса пропускания тракта регистрации ограничивалась только частотными характеристиками ФЭУ.

Результаты эксперимента и обсуждение

Спектры рентгенолюминесценции

Спектр рентгенолюминесценции кристаллов $\text{SrF}_2:(0,5\% \text{Ce})$ (рис. 1а) имеет три характерные полосы с максимумами при 274, 309 и 325 нм.

Сравнительно слабая полоса свечения при 274 нм обусловлена автолокализованными экситонами (АЛЭ) [10, 14]. Она доминирует в спектре РЛ неактивированного кристалла SrF_2 (рис. 1б). Кроме этого, в спектре неактивированного SrF_2 имеется ряд слабых пиков, связанных с неконтролируемыми примесями ионов РЗЭ. Полосы 309 и 325 нм в спектре $\text{SrF}_2:\text{Ce}$ обусловлены межконфигурационными электронными d-f переходами в ионе Ce^{3+} [14], переходами типа $^2D_{3/2,5/2} \rightarrow ^2F_{7/2,5/2}$. Спектр РЛ был измерен для использования его в качестве модельного спектра сцинтилляций (радиолюминесценции) кристаллов $\text{SrF}_2:0,5\% \text{Ce}$ при альфа- и гамма-возбуждении.

Сцинтилляционные характеристики

Результаты измерений параметров сцинтилляций, а также результаты вычисления абсолютного светового выхода сцинтилляций (**ALY**) кристаллов $\text{SrF}_2:\text{Ce}$ при альфа- и гамма-возбуждении представлены в таблице. Методика вычисления значений **ALY** подробно описана в [13].

Заключение

Измерены спектры РЛ и сцинтилляционные характеристики кристаллов SrF_2 и $\text{SrF}_2:\text{Ce}$. Наибольшей амплитудой и абсолютным световым выходом сцинтилляций обладает состав $\text{SrF}_2:\text{Ce}$. Для него при альфа-возбуждении величина **ALY** достигает 4600 фотон/МэВ (10,1 % относительно CsI:Tl), а при гамма-возбуждении – 13700 фотон/МэВ (23,2 % относительно CsI:Tl). Последний параметр в 1,7 раза превышает таковой для повсеместно применяемого эталона – стиблена, не особо уступая ему по длительности основной быстрой компоненты (8 нс в сравнении с 6 нс для стиблена), то есть кристаллы $\text{SrF}_2:\text{Ce}$ перспективны для использования в детекторах мягкого гамма-излучения. В частности, они могут представлять интерес для использования в гамма-камерах, применяемых для ранней диагностики злокачественных образований, в которых фиксируется гамма-излучение радиофармпрепарата технеция $^{99\text{m}}\text{Tc}$, вводимого в организм пациента. Кристаллы $\text{SrF}_2:\text{Ce}$ обладают атомным номером $Z_{\text{эф}} = 33,5$, достаточным для эффективной регистрации мягкого гамма-излучения технеция $^{99\text{m}}\text{Tc}$, линия 0,140 МэВ (89%) [15]. Изотоп технеция $^{99\text{m}}\text{Tc}$ находит все большее применение в ядерной медицине при сцинтиграфических исследованиях.

Отметим также, что сцинтилляторы на основе $\text{SrF}_2:\text{Ce}$ могут также представлять интерес для использования в сцинтиблоках, применяемых

для радиационного мониторинга территорий с повышенным природным или техногенным фоном, обусловленным урановыми хвостохранилищами или выходами урановых горных пород (излучение урана -235 надежно регистрируется с помощью $\text{SrF}_2:\text{Ce}$), что особенно актуально при решении задач радиологического мониторинга селитебных зон.

Данная работа выполнена в рамках поисковой части проекта KR-1587 в плане определения возможного дублера, создаваемого для опытного образца детектора на основе CsI:Tl для беспроводной передачи данных анализа радиологической обстановки в режиме on-line в центр обработки информации.

Авторы благодарят В.Л.Петрова за помощь в проведении эксперимента.

Литература

1. Викторов Л. В., Скориков В. М., Жуков В. М., Шульгин Б. В. / Неорганические сцинтилляционные материалы // Изв. АН СССР. Неорганические материалы. М., 1991. Т. 27. № 10. С. 2005–2029.
2. Шульгин Б. В., Черепанов А. Н., Шульгин Д. Б. / Новые детекторные материалы и устройства / Под ред. проф. А. В. Кружалова. М.: Физматлит, 2009. 360 с.
3. Федоровских Ю. А., Шульгин Б. В., Морозов Е. Г. / Некоторые оптические и сцинтилляционные характеристики фторида стронция // Труды II Всесоюз. симпозиума по химии неорганических фторидов. М., 1970. С. 120–122.
4. Ивановских К. В. Люминесценция кристаллов $\text{SrF}_2:\text{Ln}^{3+}$ при больших плотностях возбуждения // Проблемы спектроскопии и спектрометрии. Межвуз. сб. науч. тр. 2003. Вып. 14. С. 43–49.
5. Дерстуганов А. Ю., Викторов Л. В., Шульгин Б. В. Детекторные материалы на основе фторидов стронция, активированных РЗЭ // Тезисы докладов I Международной конференции по люминесценции лантаноидов (ICLL-1). Одесса: Физико-химический институт имени А.В.Богатского НАН Украины, 5–9 сентября 2010 г. С. 154.
6. <http://scintillator.lbl.gov/> – сайт с непрерывно обновляемой таблицей “Scintillation Properties” (Stephen Dorenzo, Lawrence Berkeley National Laboratory).
7. Тинг С. Установка ЛЗ, ЛЭП. Препринт № 1С ЛИЯФ АН СССР. Ленинград, 1987. 52 с.
8. Стависский Ю. Я., Шопарь А. В. Сцинтилляционный счетчик с кристаллом CaF_2 // ПТЭ. 1962. №5. С.177–178.
9. Рогожин А. А., Галунов Н. З., Грудская Л. Е., Шамовский Л. М. / Исследование процессов возбуждения сцинтилляций в $\text{CaF}_2:\text{Eu}$ // Закономерности распределения примесных центров в ионных кристаллах. М.: ВИМС, 1977. С. 40–49.
10. Александров Ю. М. и др. // ФТТ, 1984. Т.26. №6. С.2865; ФТТ, 1986. Т.28. №9. С.2853.
11. Шульгин Б. В., Бузмакова С. И., Викторов Л. В., Крымов А. Л., Петров В. Л., Подуровский С. В., Козлов А. А., Шатино Б. М., Шрам М. Ю., Непомнящих А. И., Физура П. В., Лахов В. М. / Сцинтилляционные детекторы на основе монокристаллов $\text{CaF}_2:\text{Eu}$ // Атомная энергия. 1993, Т.75. Вып.1. С.28–33.
12. Викторов Л.В., Кружалов А.В., Собалев А.Б. Метрологические особенности измерения сцинтилляционной эффективности кристаллофосфоров // Радиационно-стимулированные явления в твердых телах. Межвуз. сб. науч. тр., УПИ им. С. М.Кирова. Свердловск, 1982. С. 23–28.
13. Викторов Л. В., Волков А. Р., Кружалов А. В., Подуровский С. В., Шульгин Б. В. Абсолютная сцинтилляционная эффективность неорганических кристаллов // Атомная энергия. Т.71. Вып.1. 1991. С. 64–67.
14. Агафонов А. В., Родный П. А. Кинетика экситонного излучения в кристаллах типа флюорита // Физика твердого тела. 1983. Т. 25. № 2. С. 589–591.
15. Козлов В. Ф. Справочник по радиационной безопасности. М.: Атомиздат, 1977. 384 с.

ИССЛЕДОВАНИЕ СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫХ СВОЙСТВ КРИСТАЛЛОВОЛОКОН БОРАТОВ ЛИТИЯ

*В.Н. Чурманов, Л.В. Викторов, И.Н. Седунова, А.В. Ищенко, В.Ю. Иванов, Т.С. Королева,
М.М. Кидибаев, С. Pedrini, K. Lebbou, В.А. Пустоваров, Б.В. Шульгин*

Приведены результаты исследования сцинтилляционной эффективности кристалловолокон боратов лития $\text{Li}_6\text{Gd}(\text{BO}_3)_3$ и $\text{Li}_6\text{Y}(\text{BO}_3)_3$, показана возможность их практического применения в качестве сцинтилляторов нейтронного излучения посредством дискриминации сигналов от нейтронного излучения и сопутствующего потока гамма-излучения по форме сцинтилляционного импульса.

SCINTILLATION PROPERTIES OF LITHIUM BORATES FIBERS

*V.N. Churmanov, L.V. Victorov, I.N. Sedunova, A.V. Ishenko, V.Yu. Ivanov, T.S. Koroleva,
M.M. Kidibaev, C. Pedrini, K. Lebbou, V.A. Pustovarov, B.V. Shulgin*

The results of investigation of lithium borates fibers scintillation efficiency are presented. The probable application of fibers as scintillation neutron detector is discussed.

Введение

Соединения боратов лития с общей формулой $\text{Li}_6(\text{Y,Gd})(\text{BO}_3)_3$ являются объектами внимания исследователей как с точки зрения потенциальных возможностей их практического применения (в частности, для детектирования тепловых нейтронов сцинтилляционным методом), так и с позиций фундаментальных изысканий в области физики конденсированного состояния. Кристаллы $\text{Li}_6(\text{Y,Gd})(\text{BO}_3)_3$ прозрачны в широкой области спектра ($E_g \approx 8-9$ eV [1,2]), обладают высокой радиационно-оптической устойчивостью. Оптические и люминесцентные свойства соединений $\text{Li}_6(\text{Gd,Y})(\text{BO}_3)_3$ исследованы в работах [3,8] для порошков и монокристаллов. Систематическое исследование сцинтилляционных свойств кристалловолокон боратов лития не проводилось в связи с относительно недавним получением таких волокон методом вытягивания из расплавов [9].

Актуальность настоящего исследования определяется тем, что соединения в виде кристалловолокон, наследующие в значительной мере свойства, присущие объемным монокристаллам, приобретают присущие низкоразмерным формам соединений преимущества в транспортировке света по объему материала, отличаются более простой технологией получения, а также удобны для практического применения

в ряде случаев, когда область для размещения детектора мала или, наоборот, детектирование приходится вести на значительных площадях.

Объекты исследования и техника эксперимента

Кристалловолокна $\text{Li}_6\text{Y}(\text{BO}_3)_3:\text{Ce}^{3+}$ (LYBO) и $\text{Li}_6\text{Gd}(\text{BO}_3)_3:\text{Ce}^{3+}$ (LGBO) были синтезированы в разное время К. Lebbou, Т. С. Королевой, А. В. Ищенко, И. Н. Седуновой в Лионском университете (г. Лион, Франция) методом микровытягивания (Micro Pulling Down method) [9]. Для выращивания использовалась установка Micro-Pull Down System S08-4521, состоящая из ростовой камеры, механических приводов иглы и электронных блоков управления. Образец LGBO:1%Ce был выращен в атмосфере аргона. Образцы LYBO:1%Ce (N1, N2 и N3) и LYBO:0.8%Ce были синтезированы на воздухе, а затем подвергнуты термообработке в атмосфере аргона в течение 15 часов при температуре 600°C. Все образцы кристалловолокон были бесцветны и характеризовались хорошим оптическим качеством.

Используемые в работе для сравнения по сцинтилляционным характеристикам кристаллы $\text{Y}_2\text{SiO}_5:\text{Ce}$ (0.1 мол%) выращены А.М.Коровкиным в ВНЦ ГОИ им. С. И. Вавилова, а кристаллы $\text{Gd}_2\text{SiO}_5:\text{Ce}$ (0.5 мол%) синтезированы методом Чохральского в Hitachi

Chemical Co и любезно предоставлены для исследования М. Kobayashi.

Измерения абсолютного светового выхода сцинтилляций, кинетик затухания радиolumинесценции исследуемых соединений проводились на кафедре экспериментальной физики Уральского федерального университета в лаборатории спектрально-кинетических исследований с помощью установки СПЕКТР1, а исследование рентгенолюминесценции – в научно-исследовательской лаборатории физики твердого тела.

Методика измерения абсолютного светового выхода

Для определения значения абсолютного светового выхода сцинтилляций (absolute light yield – ALY) в качестве репера использовали амплитуду одноэлектронного импульса ФЭУ A_0 , т.е. применили методику, описанную ранее в [10]. Измерения проводили с помощью ФЭУ-130, работающего в одноэлектронном режиме, для которого при слабой засветке от эталонного радиolumинесцентного источника (РЛИ) регистрируется хорошо выраженный одноэлектронный пик (рис. 1). Регистрация спектров амплитуд импульсов с выхода ФЭУ осуществлялась с использованием спектрометрического усилителя (СУ) и платы АЦП производства НПЦ «Аспект».

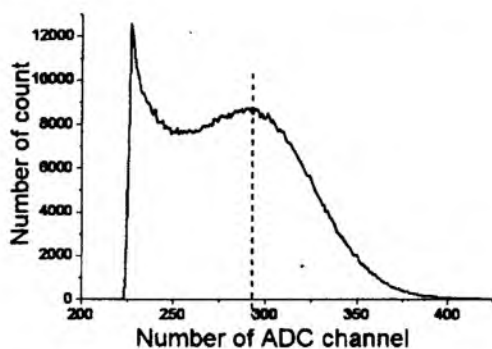


Рис. 1. Распределение амплитуд одноэлектронных импульсов ФЭУ-130 от эталонного радиolumинесцентного источника.

Исследуемый кристалл-сцинтиллятор устанавливался на фотокатод ФЭУ, в качестве иммерсионной жидкости использовался оптически прозрачный вазелин. Поверх кристалла на расстоянии ≤ 2 мм от образца устанавливался α -источник – радионуклид ^{239}Pu из комплекта ОСАИ. В случае исследования γ -сцинтилляций использовали радионуклиды ^{241}Am или ^{137}Cs из комплекта ОСГИ. По спектру амплитуд сцинтилляций определяли значения средней амплитуды импульсов, соответствующих максимуму

фотопика. Выбранный источник ^{239}Pu обеспечивает энергию α -излучения 5,15 МэВ, ненамного превышающую энергию α -частиц, рождающихся в нейтрон-захватных реакциях на изотопах ^6Li и ^{10}B , использующихся при детектировании тепловых нейтронов.

В общем виде ALY определяется по формуле:
$$ALY = \frac{A_{сц} \cdot (1 - K_{ref})}{A_0 \cdot \varepsilon_m \cdot E_u \cdot K_{ин} \cdot K_{сн} \cdot K_{сб}}$$

где $A_{сц}$ – средняя амплитуда сцинтилляционного импульса, соответствующая фотопика в спектре γ -сцинтилляций; A_0 – средняя амплитуда одноэлектронного импульса; ε_m – квантовая эффективность ФЭУ; E_u – энергия возбуждающей частицы (кванта) ИИ; $K_{ин}$ – коэффициент инерционных потерь; $K_{сн}$ – коэффициент согласования спектральной чувствительности ФЭУ со спектром радиolumинесценции сцинтиллятора; $K_{сб}$ – коэффициент светособирания; K_{ref} коэффициент отражения, позволяет учесть вклад умножения потока фотонов, происходящий из-за отражения одного и того же фотона от входного окна ФЭУ или светоотражающей поверхности [11].

Калибровка квантовой эффективности ФЭУ проводилась известным методом [12] с использованием эталонных источников света. Квантовая эффективность ФЭУ-130 в максимуме кривой спектральной чувствительности оказалась равной $0,17 \pm 0,01$.

Общий методический подход к оценке $K_{ин}$ дан в работе [13]. В отличие от нее в настоящей работе применялась более точная спектрометрическая аппаратура, имеющая две интегрирующие цепочки с постоянными интегрирования $\tau_{инт} = 12$ мкс, а не одну.

$K_{ин}$ рассчитывался следующим образом. Если спектрометрический тракт имеет экспоненциальную импульсную характеристику с параметром α , то амплитуда импульса на выходе тракта $U(t)$, вычисленная при помощи интеграла свертки:
$$U(t) = \int_0^t J(\tau) \cdot e^{-\alpha \cdot A(t-\tau)} \cdot d\tau,$$

где $J(t)$ – интенсивность кинетики затухания. Анализируя интеграл, приходим в простейшем случае для одной компоненты затухания сцин-

тилляций к формуле: $K_{ин} = (\rho)^{\frac{-1}{\tau_{сцинт}}}$, где $\rho = \frac{\tau_{сцинт}}{\tau_{анн}}$. Для двух компонент затухания сцинтилляций можно использовать прием весовых коэффициентов для приближенного вычисления $K_{ин}$: $K_{ин} = B_1 K_{ин1} + B_2 K_{ин2}$,

где $B_1 = \frac{\tau_{сц1} \cdot J_1}{\tau_{сц1} \cdot J_1 + \tau_{сц2} \cdot J_2}$, $B_2 = \frac{\tau_{сц2} \cdot J_2}{\tau_{сц1} \cdot J_1 + \tau_{сц2} \cdot J_2}$.

$$K_{cn} \text{ определяли по формуле } K_{cn} = \frac{\sum S_i \cdot I_i}{\sum I_i},$$

где S_i и I_i – точки на графиках спектральной чувствительности ФЭУ-130 и спектре радиолюминесценции сцинтиллятора. Для оценки K_{cn} использовали измеренные при $T=300$ К спектры рентгенолюминесценции образцов.

K_{cb} не поддается прямым экспериментальным измерениям. Теоретические оценки коэффициента светособирания представляют значительную сложность из-за необходимости учета большого количества факторов, связанных с геометрией, оптическими свойствами кристалла, отражателя и т.п. [14]. Значение K_{cb} взято ориентировочно $0,60 \pm 0,01$, исходя из результатов, приведенных в [15] для прозрачных тонких образцов.

Рентгенолюминесценция кристалловолокон

Измерение спектров рентгенолюминесценции выполнено для расчета коэффициента со-

гласования по спектру (K_{cn}) в соответствии с описанной в предыдущем разделе методикой. Спектры рентгенолюминесценции исследуемых кристалловолокон имеют сложный профиль с одним или двумя максимумами и располагаются в диапазоне длин волн 360–550 нм (рис.2). Примерное значение FWHM всех спектров около 60 нм. Свечения, как известно, обусловлены межконфигурационными электронными d-f переходами ($2D_{3/2} \rightarrow 7F_{7/2}$ и $2D_{3/2} \rightarrow 7F_{5/2}$) в ионе Ce^{3+} .

Абсолютный световой выход сцинтилляций

Примеры измеренных амплитудных спектров исследуемых кристалловолокон приведены на рис. 3–4.

Из амплитудного спектра γ -сцинтилляций (рис.4) видно, что с помощью кристалловолокон LGBO и LYBO может быть достигнуто хорошее энергетическое разрешение ($R \sim 40\%$ по линии



Рис. 2. Спектры рентгенолюминесценции кристалловолокон LGBO (a), LYBO_N1 (b), измеренные при $T=300$ К.

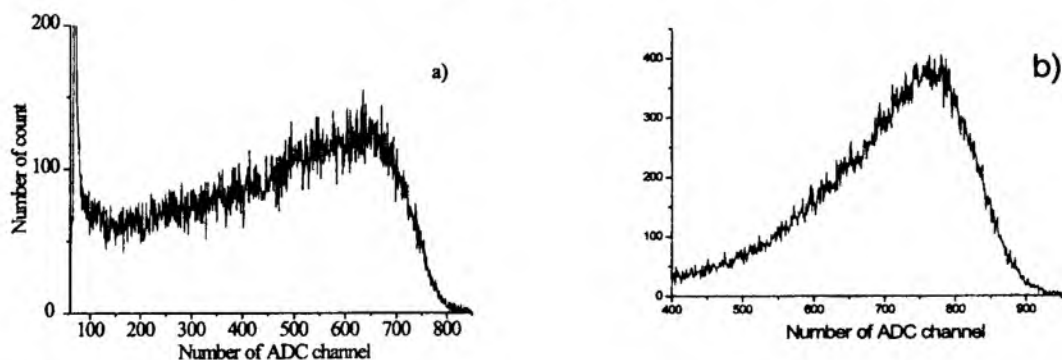


Рис.3. Спектры амплитуд импульсов α -сцинтилляций кристалловолокон LGBO (a) и LYBO_N1 (b).

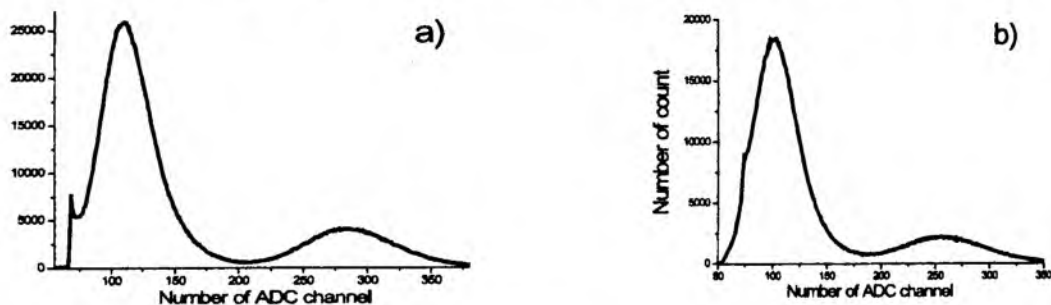


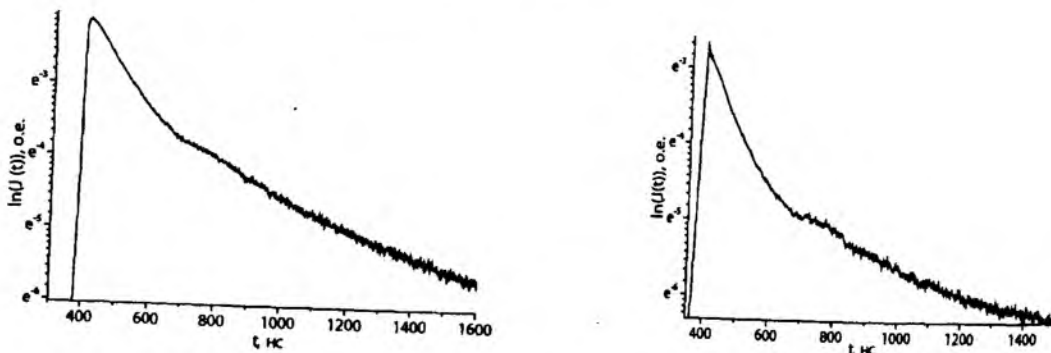
Рис.4. Спектры амплитуд импульсов γ -сцинтилляций кристалловолокон LGBO (a) и LYBO_N1 (b).

Результаты определения световыхода сцинтилляций (ALY)

Сцинтиллятор (размер), мм	$A_{сц}/A_0$ о.е.	$E_{возб}$ кэВ	K_{ref}	$K_{сц}$	$K_{мп}$	$K_{сф}$	Световыход (ALY) фотон/кэВ	Световыход (ALY) фотон/кэВ
γ-сцинтилляции							Эксперимент	Лит. сведения
Бораты								
LYBO N1	129	59,5	0,3	0,968	0,87	0,60±0,01	17,7±1,1	1,2* [16]
LGBO	93,1	59,5	0,3	0,966	0,87	0,60±0,01	12,8±0,6	17** [17]
LYBO N2	1362,2	662,7	0,3	0,968	0,87	0,60±0,01	16,8±1,0	1,2*
LYBO N3	1285,7	662,7	0,3	0,968	0,87	0,60±0,01	15,8±0,9	1,2*
Ортосиликаты								
GSO	979,6	662,7	0,3	0,88	0,97	0,60±0,01	11,9±0,5	12,5** [18]
Эталонные сцинтилляторы								
CsI-Tl	126	59,5		0,4	0,7	0,83±0,03	63,2±3,8	57** [19]
Стильбен	900	662,7		1,0	0,98	0,71±0,01	8,5±0,4	8,9** [19]
α-сцинтилляции								
Бораты								
LYBO N1	3030	5150	0,3	0,968	0,88	0,60±0,01	4,7±0,4	
LGBO	2723,3	5150	0,3	0,966	0,92	0,60±0,01	4,1±0,4	
LYBO N2	3397,9	5150	0,3	0,968	0,88	0,60±0,01	5,3±0,4	
LYBO N3	3306,1	5150	0,3	0,968	0,88	0,60±0,01	5,2±0,4	
Ортосиликаты								
GSO	1757,15	5150	0,3	0,88	0,97	0,60±0,01	2,7±0,3	
YSO	1729,6	5150	0,3	0,92	0,97	0,60±0,01	2,6±0,3	
Эталонные сцинтилляторы								
CsI-Tl	8200	5150		0,4	0,8	0,83±0,03	43,6±2,7	
Стильбен	760	5150		1,0	0,75	0,71±0,01	1,2±0,2	

* измерения в [16] выполнены для порошков (powder)

** измерения в [17], [18], [19] выполнены для кристаллов

Рис. 4. Кривые затухания $J(t)$ сцинтилляций в кристалле LYBO:1%Ce при возбуждении α -частицами (слева) и γ -квантами (справа).

^{241}Am , $R \sim 15\%$ по линии ^{137}Cs) при регистрации мягкого гамма-излучения. Для сравнения: хорошие образцы сцинтиллятора NaI-Tl с высоким светосбором и отличным отражающим покрытием показывают разрешение $R \sim 12\%$ по линии ^{241}Am .

Результаты обработки данных измерений (амплитудных спектров) с целью определения

значений световыхода ALY представлены в табл. 1.

Из табл. 1 следует, что рассчитанные нами из экспериментальных данных значения ALY для эталонных кристаллов Gd_2SiO_5 , CsI:Tl и стильбена согласуются с литературными сведениями. Таким образом, измерения, выполнен-

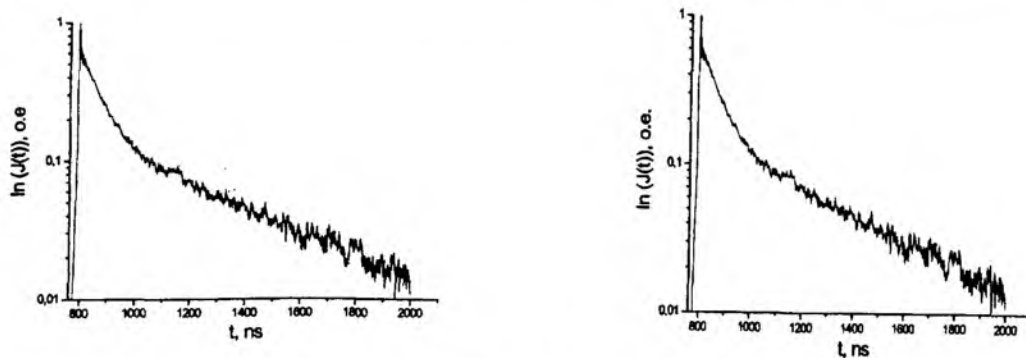


Рис. 5. Кривые затухания $J(t)$ сцинтилляций в кристалле LGBO при возбуждении α -частицами (слева) и γ -квантами (справа).

ные с помощью использованного в работе экспериментального оборудования, можно считать корректными.

Кривые затухания α - и γ -сцинтилляций для кристалловолокон LGBO:1%Ce и LYBO:1%Ce представлены на рис. 4–5, а результаты обработки кривых – в табл. 2.

Анализ кривых затухания сцинтилляций $J(t)$ кристалловолокон LYBO-1%Ce и LGBO показал, что эти кривые хорошо аппроксимируются двумя экспонентами.

Из табл. 2 видно, что соотношение между «быстрой» и «медленной» компонентами существенно зависит от вида возбуждения: в случае α -возбуждения отношение начальных амплитуд компонентов $J_1/J_2 = 2,3$ для LYBO и $J_1/J_2 = 1,8$ для LGBO, тогда как при γ -возбуждении отношение $J_1/J_2 = 6,4$ для LYBO и $J_1/J_2 = 3,6$ для LGBO. Благодаря такому различию можно программно-аппаратными методами дискриминировать α -сцинтилляции на фоне γ -сцинтилляций по форме импульса, аналогично тому, как это де-

лается в случае применения стильбена для регистрации нейтронов на фоне γ -излучения.

Настоящее исследование было поддержано научными программами НАТО (grant # CBP.EAP.CLG 983489) и МНТЦ (grant # KR-1587).

Литература

1. Огородников И.Н., Пустоваров В.А., Омельков С.И. и др. // Оптика и спектроскопия 102, 66 (2007).
2. Огородников И.Н., Пустоваров В.А., Толмачев А.В. и др. // Физика твердого тела 50, 1620 (2008).
3. C.T.Garapon, B.J.Jacquier, C.Fouassier и др. // Journal of Luminescence 34, 211 (1985).
4. Tu Chao-Yang, Jiang Ai-Dong, Luo Zun-Do. Journal of Structural Chemistry 8, 215 (1989).
5. C.W.E. Van Eijk. Radiation Measurements 38, 337 (2004).
6. M.J. Knitel. Ph.D. thesis. Delft, The Netherlands. 1998, 181 p.
7. H.S. Kiliaan, G.Blasse. Materials of Chemistry and Physics 18, 155 (1987).

Таблица 2

Результаты определения времен затухания сцинтилляций

Образец	Вид возбуждения	Энергия возбуждения, eV	Постоянная времени t_1 , нс	Постоянная времени t_2 , нс	Отношение начальных амплитуд J_1/J_2
Бораты лития					
LGBO	Альфа (Pu239)	5,23 MeV	55,5±4,7	297,6±11,2	1,8
	Гамма (Cs137)	661 keV	79,2±5,0	667,8±22,4	3,6
LYBO-1%Ce	Альфа (Pu239)	5,23 MeV	90,4±5,7	520,2±17,6	2,3
	Гамма (Cs137)	661 keV	76,3±5,0	722,4±23,8	6,4
Ортосиликаты					
GSO	Альфа (Pu239)	5,23 MeV	68,5±5,0	–	–
	Гамма (Cs137)	661 keV	68,8±5,0	–	–
YSO	Альфа (Pu239)	5,23 MeV	62,4±4,9	–	–
	Гамма (Cs137)	661 keV	52,9±4,7	–	–
Стильбен	Альфа (Pu239)	5,23 MeV	91±5,7	2300±108	13,4
	Гамма (Cs137)	661 keV	6,2±1,1	175±8,9	82

8. Шеховцов А.В. Дис. ... канд. физ.-мат. наук. Харьков. 2004. 133 с.
9. Фукуда Ц., Рудольф П., Уда С. Выращивание кристалловолокон из расплава. М.: Физматлит, 2009. 368 с.
10. Викторов Л.В., Волков А.Р., Кружалов А.В. и др. // Атомная энергия 71, 64 (1991).
11. J.T.M. De Haas, P.Dorenbos, C.W.E. Van Eijk. Nucl. Instr. and Methods in Physics Research 537, 97 (2005).
12. Этштейн М.И. Спектральные измерения в электровакуумной технике. М.: Энергия, 1970. 144 с.
13. Викторов Л.В., Кружалов А.В., Соболев А.Б. Радиационно-стимулированные явления в твердых телах: Межвуз. сб. научных трудов. С.23 (1982).
14. Цирлин Ю.А. Светособирание в сцинтилляционных счетчиках. М.: Атомиздат, 1975. 264 с.
15. Аккерман А.Ф. Моделирование траекторий заряженных частиц в веществе. М.: Энергоатомиздат, 1991. 200 с.
16. M.J. Knitel, P. Dorenbos, C.W.E. Van Eijk и др. Nucl. Instr. and Methods in Physics Research 443, 364 (2000).
17. C.W.E. Van Eijk. CAS Shanghai branch Press. P.5 (1997).
18. E. Sakai. IEEE Trans. Nucl. Science. 34, 418 (1987).
19. J.T.M. De Haas, P.Dorenbos. IEEE Trans. Nucl. Science. 55, 1086 (2008).

УДК 535.37

НИЗКОТЕМПЕРАТУРНАЯ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ $K_2Al_2B_2O_7$,

И.Н. Огородников, В.А. Пустоваров, С.А. Яковлев, Л.И. Исаенко

Представлены результаты комплексного исследования динамики электронных возбуждений в кристаллах $K_2Al_2B_2O_7$ (КАВО), полученных методом низкотемпературной люминесцентной вакуумной ультрафиолетовой спектроскопии с наносекундным временным разрешением при фотовозбуждении синхротронным излучением. Впервые получены данные о кинетике затухания фотолюминесценции (ФЛ), спектрах ФЛ с временным разрешением, спектрах возбуждения ФЛ с временным разрешением и спектрах отражения при 8 К; установлен собственный характер ФЛ в области 2,4–2,5 эВ; выделены полосы люминесценции дефектов; обсуждаются каналы создания и распада релаксированных и нерелаксированных электронных возбуждений в кристаллах КАВО.

LOW-TEMPERATURE LUMINESCENCE OF $K_2Al_2B_2O_7$,

I.N. Ogorodnikov, V.A. Pustovarov, S.A. Yakovlev, L.I. Isaenko

The paper presents the results of a comprehensive study of the dynamics of electronic excitations in crystals $K_2Al_2B_2O_7$ (KABO) obtained by the means of the low-temperature luminescence vacuum ultraviolet spectroscopy with nanosecond time-resolution under photo-excitation by synchrotron radiation. First obtained data on the decay kinetics of photoluminescence (PL), the PL emission spectra with time-resolution, the PL excitation spectra with time-resolution, and the reflection spectra measured at 8 K. The paper discusses an intrinsic character of the PL in the energy range of 2.4-2.5 eV, the PL bands associated with defects, and channels of creation and decay of relaxed and non-relaxed electronic excitation in crystals KABO.

Оптические низкосимметричные кристаллы широко используются в современной коротковолновой лазерной технике и интегральной оптике в качестве нелинейных преобразователей, параметрических осцилляторов и других оптических элементов. В этом отношении кристаллы $K_2Al_2B_2O_7$ (КАВО) являются сравнительно новым нелинейно-оптическим материалом, разработанным для использования в широкой области спектра от 180 до 3600 нм. Они негигроскопичны, имеют плотность $2,46 \text{ г}\cdot\text{см}^{-3}$ и отличаются механической прочностью [1–3]. Кри-

сталлы КАВО применяют для создания мощных источников когерентного излучения ультрафиолетового и вакуумного ультрафиолетового диапазонов спектра путем генерации четвертой гармоники (266 нм) и суммарных частот (до 193 нм) излучения лазеров на ионах Nd^{3+} [4–8].

С кристаллографической точки зрения, кристаллы КАВО относятся к тригональной сингонии (пространственная группа симметрии $P32_1$), элементарная ячейка содержит три формульные единицы (39 атомов) и характеризуется параметрами: $a = b = 0,85669(8) \text{ нм}$, $c = 0,8467(1) \text{ нм}$,

$\gamma = 120^\circ$. Для КАВО характерна слоистая структура: основной структурный мотив представляет собой слой состава $Al_2(BO_3)_2O$, образованный искаженными тетраэдрами AlO_4 и треугольниками BO_3 , плоскости которых ориентированы почти параллельно оси c [9]. Мостиковые ионы кислорода объединяют соседние слои в объемный алюмо-борокислородный каркас, в пустотах которого размещены катионы калия, которые выполняют роль стабилизаторов структуры [10–12].

Серьезной проблемой, осложняющей практическое использование КАВО, является оптическое поглощение кристалла в области 190–280 нм, обусловленное примесными ионами железа [1]. Примесные дефекты на основе Fe^{3+} -ионов в кристаллах КАВО идентифицированы методами электронного парамагнитного резонанса и оптического поглощения [13,14]. Однако нам не известны данные о люминесцентной спектроскопии кристаллов КАВО и дефектов в них.

Целью настоящей работы явилось исследование процессов создания и эволюции электронных возбуждений в кристаллах КАВО с использованием методов низкотемпературной вакуумной ультрафиолетовой люминесцентной спектроскопии с временным разрешением при селективном возбуждении синхротронным излучением.

Детали эксперимента

В работе исследовали кристаллы КАВО оптического качества, выращенные в институте геологии и минералогии СО РАН (г. Новосибирск). Образцы для исследований представляли собой плоскопараллельные прозрачные пластины размерами $6 \times 5 \times 1$ мм³.

Времяразрешенные спектры фотолюминесценции (ФЛ) в спектральной области 1,2–6,2 эВ, времяразрешенные спектры возбуждения ФЛ (3,7–21 эВ), спектры отражения под углом 17° и кинетика затухания ФЛ с субнаносекундным временным разрешением были измерены при селективном фотовозбуждении синхротронным излучением (СИ) на экспериментальной станции SUPERLUMI [15] лаборатории HASYLAB. Импульсы СИ накопителя DORIS имели гауссову форму (FWHM=130 пс) с периодом повторения 96 нс. Измерения проводили при температуре 8 К с использованием продувочного гелиевого криостата, обеспечивающего вакуум не хуже чем 7×10^{-10} мм рт.ст. Времяразрешенные спектры регистрировали во временном окне шириной Δt , задержанном относительно возбуждающего импульса СИ на δt . В настоящей работе проводили

одновременную регистрацию в двух независимых окнах с параметрами $\delta t_1=0,5$ нс, $\Delta t_1=2,3$ нс (быстрый компонент) и $\delta t_2=14$ нс, $\Delta t_2=58$ нс (медленный компонент). Одновременно с этим регистрировали также спектр ФЛ без временного разрешения (времяинтегрированный спектр). Для селективного возбуждения ФЛ синхротронным излучением в области 3,7–21 эВ использовали 2 м-вакуумный монохроматор, оборудованный Al-решетками (спектральное разрешение 0,32 нм). Спектры возбуждения ФЛ нормированы на равное число фотонов, падающих на образец. Спектры ФЛ в области 1,5–6,2 эВ измеряли с помощью 0,3 м монохроматора ARC Spectra Pro-308i, фотоэлектронного умножителя R6358P (Hamamatsu) или CCD камеры. Спектры ФЛ не корректировали на спектральную чувствительность оптического тракта. Для анализа быстрых компонентов кинетики затухания ФЛ применяли метод интеграла свертки при учете аппаратного профиля импульса возбуждения (ширина на полувысоте около 300 пс).

Результаты эксперимента

Люминесценция кристаллов КАВО исследована нами в широкой области спектра при селективном возбуждении фотонами различных энергий E_{ex} . При этом в низкоэнергетической области спектра ФЛ при 1,2–1,8 эВ обнаружена люминесценция, максимум которой расположен, по-видимому, за пределами низкоэнергетической границы исследованного нами спектрального диапазона (рис. 1). В высокоэнергетической области спектра ФЛ при 3,5–6,2 эВ люминесценция не наблюдается. Основные полосы ФЛ кристалла КАВО сосредоточены в интервале 1,8–3,5 эВ. В этой связи мы сосредоточим внимание на обсуждении спектров ФЛ только в видимой области спектра.

На рис. 1 представлен спектр ФЛ КАВО, измеренный при $T = 8$ К. В спектре доминирует широкая элементарная полоса ФЛ при 2,0–3,0 эВ, состоящая из трех частично перекрывающихся элементарных полос гауссовой формы (см. табл.). Анализ результатов декомпозиции (см. табл.) свидетельствует, что в спектре доминирует полоса ФЛ при 2,4–2,5 эВ (полоса II), которая покрывает 70–80% общей светосуммы в спектре ФЛ. Эта полоса ФЛ эффективно возбуждается фотонами с энергией при 6,78–6,88 эВ. Сравнительно малоинтенсивные полосы ФЛ I и III наблюдаются при возбуждении фотонами во всей исследованной области энергий возбуждения от 3,7 до 21 эВ, однако при $E_{ex} < 6,7$ эВ интенсивность наблюдаемой ФЛ в этих полосах сравнительно

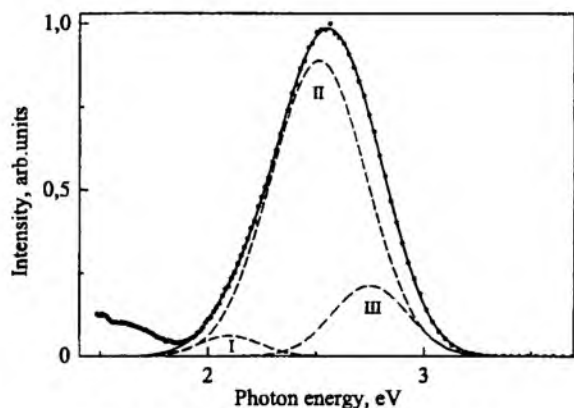


Рис. 1. Спектр ФЛ кристаллов КАВО при $T = 8$ К и $E_{ex} = 6,78$ эВ.

но невелика (рис. 2). Отметим также, что для каждого из рассмотренных случаев нами были измерены времяразрешенные спектры ФЛ в обоих временных окнах, а также времяинтегрированные спектры ФЛ. Все спектры оказались идентичными по профилю, поэтому на рис. 1, 2 и 3 представлены только времяинтегрированные спектры ФЛ.

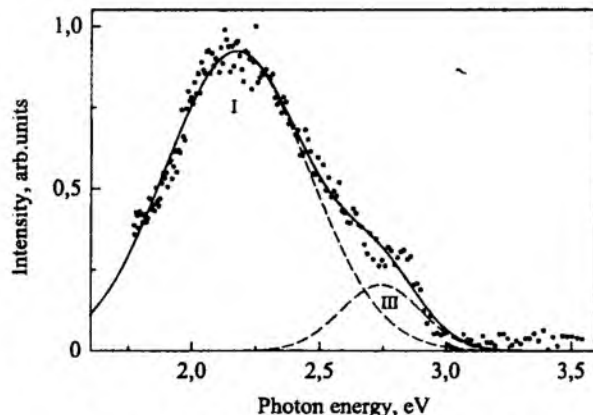


Рис. 2. Спектр ФЛ кристаллов КАВО при $T = 8$ К и $E_{ex} = 4,28$ эВ.

На рис. 4 представлена кинетика затухания ФЛ, измеренная при селективном возбуждении фотонами различных энергий. При возбуждении фотонами с энергией при 6,78–6,88 эВ наблюдается кинетика с постоянной времени микро- и миллисекундного диапазона, которая в наших измерениях представлена в виде пьедестала. При возбуждении в полосе оптической прозрач-

Параметры полос ФЛ кристалла КАВО при 8 К

Параметр	Энергия возбуждения E_{ex} , эВ		
	4,28	6,78	6,88
E_{ex1} , эВ	2,15	2,10	2,05
ΔE_1 , эВ	0,65	0,35	0,35
S_1 , %	88,8	3,6	5,8
E_{ex2} , эВ	—	2,50	2,40
ΔE_2 , эВ	—	0,52	0,47
S_2 , %	—	81,2	73,5
E_{ex3} , эВ	2,74	2,75	2,76
ΔE_3 , эВ	0,38	0,41	0,40
S_3 , %	11,2	15,2	20,7

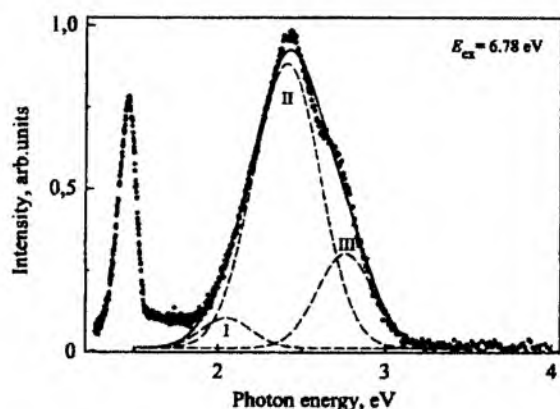


Рис. 3. Спектр ФЛ кристаллов КАВО, зарегистрированный с помощью CCD-камеры при $T = 8$ К и $E_{ex} = 6,78$ эВ.

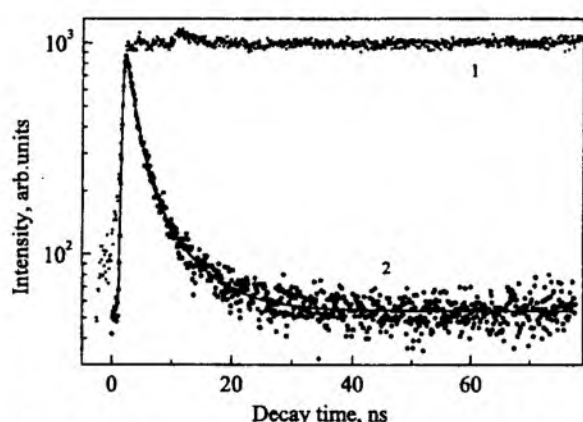


Рис. 4. Кинетика затухания ФЛ кристалла КАВО при 8 К, измеренная в полосе свечения при 2,3 эВ для энергий возбуждающих фотонов 6,8 (1) и 4,1 эВ (2).

ности кристалла кинетика затухания ФЛ состоит из двух экспоненциальных компонентов с постоянными времени 1,8 и 6,5 нс и pedestalа. Соотношение интенсивностей этих компонентов составляет 100:30:13, соответственно.

На рис. 5 и рис. 6 приведены спектры возбуждения ФЛ при $E_m = 2,30$ и $2,75$ эВ (низко- и высокоэнергетическая полосы свечения, соответственно) и спектр отражения при 8 К кристалла КАВО. При $E_{ex} > 6,5$ эВ спектры возбуждения обеих полос ФЛ идентичны по профилю: при 6,8 эВ наблюдается интенсивный узкий максимум. Далее наблюдается резкий спад при 7 эВ и широкий малоинтенсивный максимум в области 7–10 эВ. В области 10–18 эВ эффективность возбуждения крайне низка, а при дальнейшем повышении энергии возбуждающих фотонов наблюдается монотонное повышение эффективности возбуждения ФЛ. В области прозрачности кристалла возбуждается только низкоэнергетическая полоса свечения.

Для высокоэнергетической полосы свечения спектры возбуждения времяразрешенной и времяинтегрированной ФЛ идентичны по профилю, поэтому на рис. 6 приведен только один спектр возбуждения времяинтегрированной ФЛ. Иная картина наблюдается для низкоэнергетической полосы свечения. При возбуждении в полосе прозрачности кристалла превалирует быстрый компонент, а в области фундаментального поглощения наибольшая эффективность возбуждения наблюдается для медленного и времяинтегрированного компонентов ФЛ (рис. 5).

Обсуждение результатов

Данные квантово-химических расчетов электронной структуры КАВО, выполненных в работе [14], свидетельствуют, что верхние со-

стояния валентной зоны КАВО образованы преимущественно $2p$ орбиталями ионов кислорода, а дно зоны проводимости сформировано $4s$ орбиталями ионов калия. Самые низкоэнергетические электронные возбуждения в кристаллах КАВО обусловлены переносом электрона с состояний вершины валентной зоны на состояния дна зоны проводимости, т.е. электронным переходом $O\ 2p \rightarrow K\ 4s$.

Монотонный экспоненциальный рост оптического поглощения нелегированных кристаллов КАВО, сопоставимый с длинноволновым краем фундаментального поглощения, наблюдается при энергии фотонов выше 6,6 эВ [13]. В спектре отражения КАВО (рис. 6) самый низкоэнергетический пик при 6,9 эВ совпадает по энергетическому положению с узкой интенсивной полосой возбуждения люминесценции и сопоставим с созданием в кристалле нерелаксированных электронных возбуждений. Действительно, в сложных низкосимметричных оксидах экситонное поглощение очень часто представлено лишь плечом или 'горбом' на длинноволновом краю фундаментального поглощения, но несмотря на это экситонные особенности коррелируют с областью наиболее эффективного возбуждения экситонного свечения [16]. Можно полагать, что при возбуждении фотонами в области края фундаментального поглощения КАВО происходит создание нерелаксированных экситонов e^0 , наиболее вероятными каналами распада которых являются миграция с последующим безызлучательным распадом, автолокализация с последующей излучательной аннигиляцией и диссоциация на электрон и дырку с вероятным участием последних в рекомбинационном процессе. Обсу-

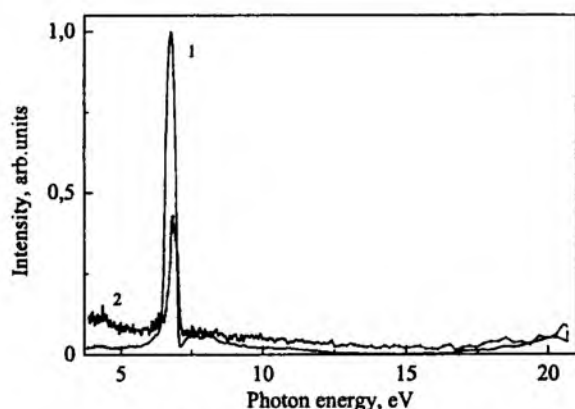


Рис. 5. Спектры возбуждения времяинтегрированного (1) и быстрого (2) компонентов ФЛ в полосе свечения при 2,30 эВ кристалла КАВО при 8 К.

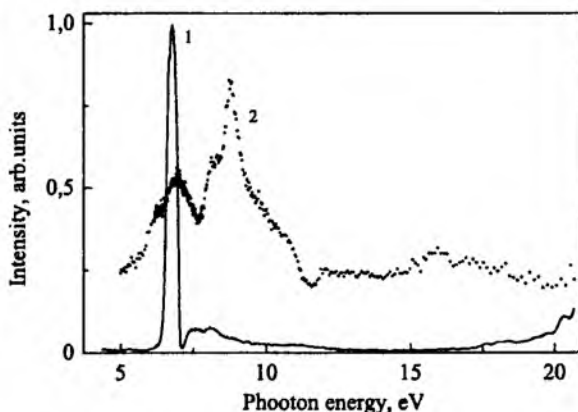


Рис. 6. Спектр возбуждения времяинтегрированного компонента ФЛ в полосе свечения при 2,75 эВ (1) и спектр отражения (2) кристалла КАВО при 8 К.

дим эти каналы распада e^0 в свете экспериментальных данных.

Миграция и безызлучательный распад на поверхности обуславливают т.н. поверхностные потери энергии. Профиль спектра возбуждения ФЛ КАВО типичен для кристаллов боратов и указывает на экситонный механизм передачи энергии. Это характерно для систем, где свечение носит экситонный характер, либо экситоны являются промежуточным звеном при передаче энергии центру свечения [17]. Действительно, люминесценция КАВО при температуре 8 К возбуждается преимущественно в экситонной области: основная полоса возбуждения ФЛ, представляющая собой доминирующий, сравнительно узкий пик при 6,85–6,90 эВ (рис. 6), расположена на длинноволновом краю фундаментального поглощения кристалла КАВО в предполагаемой области создания свободных экситонов. Низкоэнергетический скат полосы возбуждения ФЛ сопоставим по профилю с длинноволновым краем фундаментального оптического поглощения и при повышении энергии фотонов соответствует увеличению эффективности возбуждения свободных экситонов в результате возрастания оптического поглощения кристалла. Высокоэнергетический спад полосы возбуждения ФЛ соответствует уменьшению средней длины свободного пробега фотонов в кристалле и, соответственно, увеличению доли безызлучательных потерь энергии электронных возбуждений вблизи поверхности кристалла. Сопоставление с профилем спектра отражения свидетельствует, что структурирование спектра возбуждения ФЛ при $E_{ex} > 7$ эВ обусловлено модуляцией спектров возбуждения ФЛ оптическим поглощением кристалла. Падение эффективности возбуждения люминесценции при энергиях фотонов выше 10–12 эВ указывает на высокую подвижность электронных возбуждений и наличие поверхностных потерь энергии вследствие существенного возрастания коэффициента оптического поглощения. Монотонное повышение эффективности возбуждения низкотемпературной люминесценции при энергии выше 16 эВ (рис. 5, 6) может быть сопоставлено с процессом фотонного умножения, как это обнаружено ранее для некоторых других широкозонных оксидов, например, для ВВО [18], Al_2O_3 [19] или ЛВО [16, 17, 20]. Однако этот аспект требует отдельного детального рассмотрения.

Автолокализация экситонов (АЛЭ) и их последующий излучательный распад обнаружены к настоящему времени для многих боратов щелочных и щелочно-земельных металлов [16, 17,

21, 22]. Полоса II в спектре ФЛ КАВО (рис. 1) проявляет все признаки свечения релаксированных электронных возбуждений, характерных для других боратов: достаточно высокий квантовый выход; отсутствие селективных полос возбуждения в области прозрачности; эффективное возбуждение в области предполагаемого экситонного поглощения; большой стоков сдвиг (4,8 эВ) и большая полуширина полосы ФЛ, свидетельствующие о колебательной релаксации в центре свечения. Как известно, таким набором свойств обладают АЛЭ в щелочно-галоидных кристаллах [23] или в широкозонных низкосимметричных оксидах, например, в ВеО [24] и Al_2O_3 [25]. Это дает основания полагать, что широкая полоса люминесценции при 2.4–2.5 эВ в кристаллах КАВО обусловлена излучательной аннигиляцией релаксированных электронных возбуждений – автолокализованных экситонов. Высокая эффективность возбуждения этой люминесценции непосредственно на краю фундаментального поглощения кристалла указывает на то, что АЛЭ образуется в результате релаксации экситона e^0 . Отсутствие ‘замораживания’ люминесценции АЛЭ при низких температурах предполагает отсутствие барьера для автолокализации или его малую величину, что типично для многих низкосимметричных оксидов со сложной решеткой, например, для Al_2O_3 [25].

Полосы I и III ФЛ КАВО по совокупности свойств следует отнести к люминесценции дефектов. Анализ известных данных по дефектам кристаллов КАВО [13, 14] позволяет считать, что наиболее вероятной кандидатурой являются примесные ионы Fe^{3+} . Согласно данным квантовохимических расчетов [13], введение примеси Fe^{3+} в позицию регулярного иона Al^{3+} приводит к появлению в запрещенной зоне примесных состояний, образованных Fe 3d орбиталями. Оптические переходы между состояниями верхней части валентной зоны и орбиталями примеси $O 2p \rightarrow Fe 3d$ обуславливают полосы оптического поглощения при 4,7, 5,7 и 6,5 эВ, соответствующие поглощению ионов Fe^{3+} в различном окружении решетки КАВО [14]. Именно в этой энергетической области происходит возбуждение полос I и III люминесценции дефектов в КАВО (рис. 5).

Быстрая экспоненциальная кинетика затухания ФЛ КАВО наблюдается при внутрицентровом фотовозбуждении люминесценции дефектов (рис. 4). Постоянные времени затухания этой кинетики сопоставимы с радиационным временем жизни центра свечения в возбужденном состоянии. При возбуждении в полосу фундаментального поглощения кристалла медленная кинетика затухания ФЛ обусловлена особенностями пере-

дачи энергии электронных возбуждений примесным центрам КАВО.

Заключение

Таким образом, в данной работе приведены результаты впервые выполненного исследования кристаллов КАВО методом низкотемпературной люминесцентно-оптической вакуумной ультрафиолетовой спектроскопии с наносекундным временным разрешением. На основании комплекса впервые полученных экспериментальных данных по кинетике затухания фотолуминесценции, спектрам ФЛ с временным разрешением, спектрам возбуждения ФЛ с временным разрешением и спектрам отражения при 8 К установлен собственный характер ФЛ в области 2,4–2,5 эВ (полоса II), выделены полосы люминесценции дефектов в полосах при 2,05–2,15 эВ (полоса I) и при 2,75 эВ (полоса III). Обсуждаются каналы создания и распада релаксированных и нерелаксированных электронных возбуждений в кристаллах КАВО и природа центров свечения. Согласно развиваемым представлениям, полоса II отнесена к излучательной аннигиляции автолокализованных экситонов, а полосы свечения дефектов предположительно отнесены к излучательным переходам в примесных центрах на основе Fe^{3+} .

Литература

1. Ye N., Zeng W., Wu B., Chen C. // Proc. SPIE. 1998. V.3556. P.21–23.
2. Hu Z. G., Mori Y., Higashiyama T., Yoshimura M., Yap Y. K., Kagebayash Y., Sasaki T. // Proc. SPIE. 1998. T.3556. P.156–161.
3. Kaduk J. A., Satek L. C., Mckenna S. T. // The Rigaku Journal. 1999. V.16. P.17–30.
4. Ye N., Zeng W., Jiang J., Wu B., Chen C., Feng B., Zhang X. // J. Opt. Soc. Am. B-Opt. Physics. 2000. V.17. P.764–768.
5. Umamura N., Ando M., Suzuki K., Takaoka E., Kato K., Hu Z.-G., Yoshimura M., Mori Y., Sasaki T. // Appl. Opt. 2003. V.42. P.2716–2719.
6. Lu J., Wang G., Xu Z., Chen C., Wang J., Zhang C., Liu Y. // Chin. Phys. Lett. 2002. V.19. P.680–681.
7. Kumbhakar P., Adachi S., Hu Z.-G., Yoshimura M., Mori Y., Sasaki T., Kobayashi T. // Jpn. J. Appl. Phys. 2003. V.42. P.L1255–L1258.
8. Chen C. // Laser FocusWorld. 2004. V.40. P.91–95.
9. Hu Z. G., Higashiyama T., Yoshimura M., Mori Y., Sasaki T. // Z. Kristallogr. New Cryst. Struct. 1999. V.214. P.433–434.
10. Hu Z.-G., Ushiyama N., Yap Y. K., Yoshimura M., Mori Y., Sasaki T. // J. Cryst. Growth. 2002. V.237–239. P.654–657.
11. Hu Z.-G., Yoshimura M., Mori Y., Sasaki T., Kato K. // Opt. Mater. 2003. V.23. P.353–356.
12. Hu X. B., Wang J. Y., Zhang C. Q., Xu X. G., Loong C.-K., Grimsditch M. // Appl. Phys. Lett. 2004. V.85. P.2241–2243.
13. Liu L., Liu C., Wang X., Hu Z. G., Li R. K., Chen C. T. // Solid State Sci. 2009. V.11. P.841–844.
14. Lin Z. S., Xu L. F., Liu L., Xu J., Lee M. H., Fang Z., Chen C. T. // Phys. Rev. B: Cond. Matter. 2010. V.82. P.035124(6).
15. Zimmerer G. // Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A. 1991. V.308. P.178.
16. Огородников И.Н., Пустоваров В.А., Кружалов А.В., Исаенко Л.И., Кирм М., Циммерер Г. // ФТТ. 2000. Т.42. С.454–462.
17. Огородников И.Н., Пустоваров В.А., Кирм М., Кружалов А.В., Исаенко Л.И. // ФТТ. 2001. Т.43. С.1396–1404.
18. Kisand V., Kink R., Kink M., Maksimov J., Kirm M., Martinson I. // Physica Scripta. 1996. V.54. P.542–544.
19. Kirm M., Zimmerer G., Feldbach E., Lushchik A., Lushchik C., Savikhin F. // Phys. Rev. B: Cond. Matter. 1999. V.60. P.502–510.
20. Огородников И.Н., Пустоваров В.А., Кирм М. // ФТТ. 2004. Т.46. С.820–825.
21. Огородников И.Н., Пустоваров В.А., Кружалов А.В., Исаенко Л.И., Кирм М., Циммерер Г. // ФТТ. 2000. Т.42. С.1800–1807.
22. Огородников И.Н., Пустоваров В.А., Кирм М., Кружалов А.В., Исаенко Л.И. // Опт. и Спектроск. 2002. Т.92. С.766–774.
23. Song A.K.S., Williams R.T. Self-Trapped Excitons. Berlin-Heidelberg, New York: Springer-Verlag, 1996. 410 p.
24. Огородников И.Н., Иванов В.Ю., Кружалов А.В. // ФТТ. 1994. Т.36. С.3287–3298.
25. Намозов Б.Р., Фоминич М.Э., Мюрк В.В., Захарченя Р.И. // ФТТ. 1998. Т.40. С.910–912.

МОДЕЛИРОВАНИЕ КИНЕТИКИ ТУННЕЛЬНОГО ПЕРЕНОСА ЭЛЕКТРОНА В КРИСТАЛЛАХ С ВОДОРОДНЫМИ СВЯЗЯМИ

М.С. Киселева, И.Н. Огородников, И.Н. Седунова

Представлен программный комплекс для моделирования кинетики туннельного переноса электрона в органических и неорганических системах. Подробно описан развитый математический формализм и выполнено численное моделирование кинетики туннельного переноса электрона в условиях диффузионно-контролируемой подвижности дефектов. Проведено сравнение результатов моделирования и экспериментальных данных для кристаллов ADP и KDP.

SIMULATION OF TUNNELING ELECTRON TRANSFER KINETICS IN CRYSTALS WITH HYDROGEN BONDS

M.S. Kiseleva, I.N. Ogorodnikov, I.N. Sedunova

The present work is devoted to development of program complex for simulation of tunneling electron transfer in organic and inorganic systems. In the present paper the mathematical formalism was developed and computational modeling of tunneling electron transfer in conditions of diffused-controlled mobility of defects was carried out. The comparison of modelling results and experimental data for ADP and KDP crystals was carried out.

Введение

Явление туннельного переноса электрона из одного связанного состояния в другое наблюдали и исследовали в различных органических и неорганических системах. Так, в 1967 г. в работе Чанса и Де Во был описан туннельный процесс в фотосинтезирующем реакционном центре бактерии *Chromatium*, а в работе Дж. Хопфилда в 1974 г. была развита теория туннельного переноса электрона в биологических молекулах с учетом термической активации [1].

Усилиями многих научных коллективов были разработаны различные кинетические модели как чисто туннельных, так и диффузионно-контролируемых туннельных реакций (см., например, работы [2,3] и ссылки в них). В этих работах было показано, что кинетика процессов переноса существенно зависит от температуры: при низких температурах ($T > 10$ К) преобладают механизмы туннельной рекомбинации; в интервале средних температур ($30 < T < 80$ К) имеют место как туннельная рекомбинация, так и диффузионно-контролируемый процесс; для случая высоких температур характерен диффузионно-контролируемый процесс. Кинетика нестационарной диффузионно-контролируемой реакции при сильной тун-

нельной перезарядке не поддается аналитическому исследованию и требует применения численных методов. Именно это определило цель настоящей работы, а именно – разработку математического формализма и проведение численного моделирования кинетики туннельного переноса электрона в органических и неорганических системах в условиях диффузионно-контролируемой подвижности реагентов. Действительно, современные высокочувствительные методы оптической спектроскопии, которые ранее применялись преимущественно для изучения конденсированного состояния вещества, все шире используются для исследования разнообразных биологических объектов и систем. Однако успех применения таких методов к исследованию сложных органических и неорганических систем и их информационные возможности определяются физическими моделями, положенными в основу математической обработки экспериментальных данных [4–6].

В работах [7–10] методом импульсной абсорбционной спектроскопии с временным разрешением нами ранее было выполнено исследование кинетики затухания короткоживущего оптического поглощения (КОП) нелинейно-оптических кристаллов дигидрофосфатов калия

и аммония KH_2PO_4 (KDP) и $\text{NH}_4\text{H}_2\text{PO}_4$ (ADP), характеризующихся наличием водородных связей. Для данных кристаллов экспериментально установлено, что кинетика затухания КОП во временной области от 10^{-8} до 10 с контролируется туннельным переносом электрона в условиях термостимулированной подвижности катионов водорода. Однако детального изучения данной кинетики методами математического моделирования до сих пор не проводилось. В этой связи кристаллы KDP и ADP выбраны нами в качестве модельных объектов для моделирования кинетики туннельного переноса электрона в условиях подвижности реагентов.

Математическая модель

Кинетика туннельного переноса электрона в системе подвижных реагентов может быть описана с помощью уравнения М. Смолуховского (1) для корреляционной функции $Y(r,t)$ разнотипных дефектов. В данной работе мы пользуемся линейным приближением для описания динамики процессов, т.е. рассматриваем только макроскопические концентрации дефектов (n_A и n_B) и парные корреляционные функции разнотипных дефектов $Y(r,t)$.

$$\frac{\partial Y(r,t)}{\partial t} = D \cdot \nabla \cdot \left[\nabla Y(r,t) + \frac{Y(r,t)}{kT} \nabla U(r) \right] - W(r) \cdot Y(r,t), \quad (1)$$

где $D = D_0 \exp(-E/kT)$ – коэффициент диффузии, $\text{м}^2 \cdot \text{с}^{-1}$; E – энергия термической активации, эВ; k – постоянная Больцмана; T – температура, К; $U(r) = \alpha/r^3$ – потенциал упругого взаимодействия дефектов, зависящий от расстояния между ними, α – это константа упругого взаимодействия, эВ· м^3 ; $W = W_0 \exp(-r/a_B)$ – вероятность гибели дефектов при рекомбинации, a_B – это половина радиуса Бора волновой функции электронного центра и W_0 – константа; r – расстояние между дефектами. Для конкурирующего процесса – аннигиляции комплементарных дефектов на ионном уровне, вероятность имеет следующий вид: $W(r) = W_0 \cdot \Theta(r - R_0)$, где Θ – функция Хэвисайда, а R_0 – радиус сферы аннигиляции для контактной реакции.

Начальные и граничные условия для данного уравнения:

$$Y(R_0, t) = 0 \text{ условие М. Смолуховского, } r \rightarrow R_0;$$

$$Y(\infty, t) = 1 \text{ условие нормировки при } r \rightarrow \infty, \text{ т.е. нет корреляций;}$$

$Y(r, 0) = 1 + f(r)/n_0$, n_0 – начальная концентрация дефектов, средняя по объему, $f(r) = (1/b) \cdot \exp(-r/b)$ – начальное распределение дефектов; где b – половина характерного расстояния между дефектами. Необходи-

мо, чтобы выполнялось условие нормировки:

$$\int_0^\infty f(r) dr = 1.$$

0 Функцию скорости реакции при этом можно записать в следующем виде:

$$K(t) = \int_0^\infty W(r) \cdot Y(r,t) dr. \quad (2)$$

Бимолекулярная стадия взаимодействия дефектов, т.е. рекомбинация между различными парами дефектов, описывается с помощью следующего кинетического уравнения для макроскопических концентраций

$$\frac{dn_A}{dt} = -K(t) \cdot n_A(t) \cdot n_B(t). \quad (3)$$

Рекомбинация между генетическими (френкелевскими) парами антиморфных дефектов описывается следующим образом:

$$\frac{dn_A}{dt} = -P(t) \cdot n_0 \cdot \varphi_A^2(t),$$

$$\text{где } \varphi_A = \exp\left(-\int_0^t K(t) n_B dt\right). \quad (4)$$

Данная модель учитывает оба процесса, протекающих в системе: такая кинетика называется интерполяционной и описывается следующим уравнением:

$$\frac{dn}{dt} = -K(t) \cdot n_A \cdot n_B - P(t) \cdot n_0 \varphi_A^2(t). \quad (5)$$

Для решения уравнения (1) мы воспользовались явной и неявной конечно-разностными схемами в сферической и одномерной декартовой системе координат, при этом аппроксимация производных проводилась с двойной точностью. Явная конечно-разностная схема решения отличается простотой, однако она устойчива только при условии $D\Delta t / \Delta x^2 < 1/2$. Неявная конечно-разностная схема более устойчива, но на каждом шаге необходимо решать трехточечное конечно-разностное уравнение. Трехдиагональный вид матрицы системы уравнений позволил применить безытерационный метод «прогонки» для решения трехточечного конечно-разностного уравнения.

На основе разработанного математического формализма в программируемой среде MATLAB был получен программный комплекс, позволяющий моделировать кинетику туннельного переноса электрона в различных системах. С его помощью можно построить график зависимости парной корреляционной функции $Y(r)$ для различных времен t , скорость реакции $K(t)$ и концентрации $n(t)$, а также сравнить результаты моделирования с известными экспериментальными данными.

В рамках данного комплекса есть возможность выбора следующих параметров: системы координат (одномерная декартова и сферическая системы координат), схемы решения (явная и неявная схемы решения уравнения М. Смолуховского). Можно выбирать различные концентрации дефектов и различные модели для описания динамики рекомбинационного процесса ($n_A \ll n_B$ или $n_A = n_B$), а также применить интерполяционное описание кинетики.

Результаты расчета и обсуждения

На рис. 1 и 2 представлены результаты моделирования кинетики туннельного переноса электрона в условиях диффузионно-контролируемой подвижности дефектов в сопоставлении с нашими экспериментальными данными по кинетике затухания короткоживущего оптического поглощения нелинейно-оптических кристаллов ADP в видимой и ультрафиолетовой областях спектра. В соответствии с формулой Смакулы величина регистрируемой в эксперименте наведенной

оптической плотности пропорциональна концентрации актуальных дефектов. В этой связи кинетика КОП сопоставима по профилю с кинетикой изменения концентрации дефектов $n(t)$. Ниже приведены результаты расчета парных корреляционных функций разнотипных дефектов $Y(r,t)$ в различные моменты времени t при различных параметрах расчета, а также функции скорости реакции $K(t)$, концентрации дефектов $n(t)$ в сопоставлении с экспериментальными данными по кинетике затухания КОП кристаллов ADP. Расчет был выполнен для трех различных случаев. Первый (случай I) из них соответствует экспериментальным данным (рис. 1, b и рис. 2, кривая 1), два других – доминирующей роли туннельного переноса (случай II, рис. 1, c и рис. 2, кривая 3) или диффузионно-контролируемой реакции (случай III, рис. 1, a и рис. 2, кривая 2).

Второй случай соответствует системе «замороженных» дефектов, при котором основной реакцией является туннельный перенос электро-

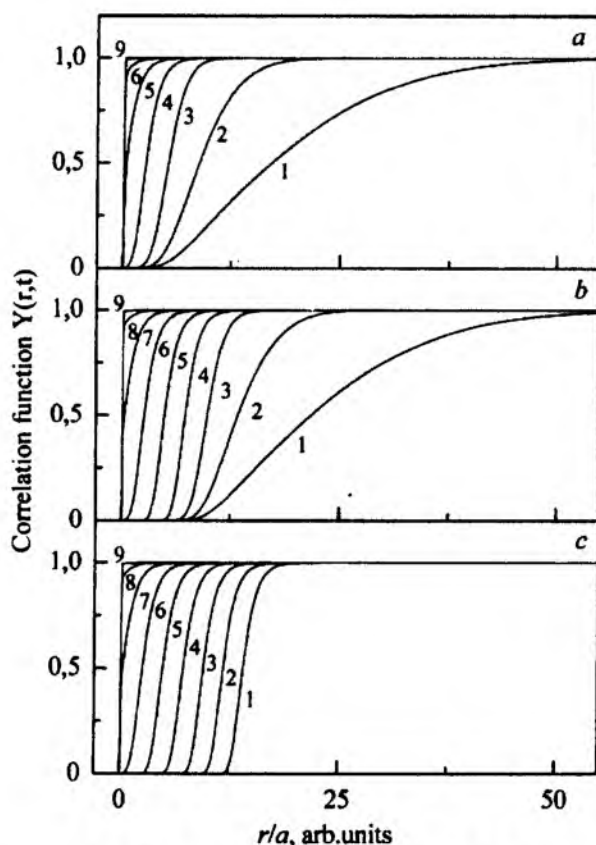


Рис. 1. Корреляционные функции $Y(r,t)$ разнотипных дефектов в различные моменты времени t , s: (a, b, c): 0,1 – (1), 0,01 – (2), 0,001 – (3), 10^{-4} – (4), 10^{-5} – (5), 10^{-6} – (6), 10^{-7} – (7), 10^{-8} – (8) и 10^{-9} – (9). Параметры расчета: $D_0 = 4 \cdot 10^{-7}$ (a, b), $1 \cdot 10^{-20}$ – (c); $E = 0,48$ эВ; $W_0 = 1 \cdot 10^5$ – (a), $1 \cdot 10^7$ – (b, c); $a_B = 1,5$ нм.

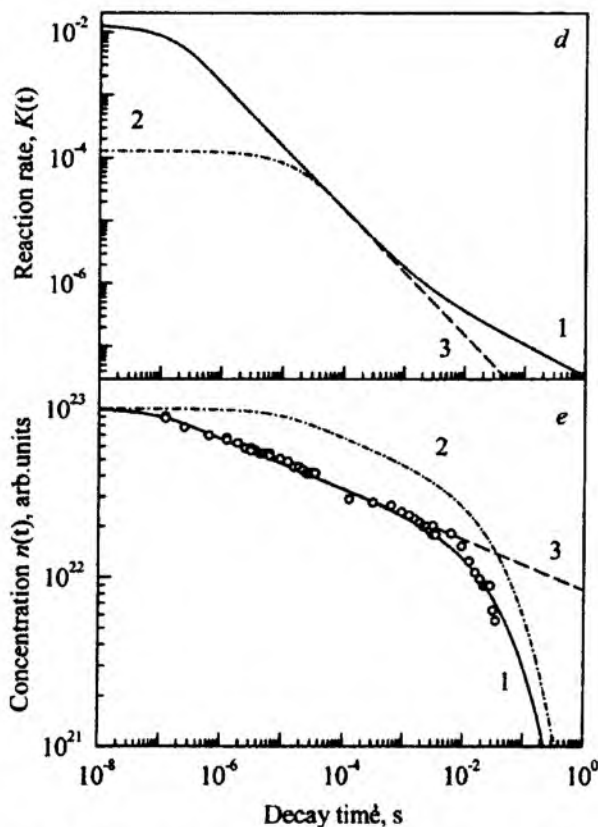


Рис. 2. Зависимость от времени скорости реакции $K(t)$ – (d) и концентрации дефектов $n(t)$ – (e). Параметры расчета: $D_0 = 4 \cdot 10^{-7}$ (1, 2), $1 \cdot 10^{-20}$ – (3); $E = 0,48$ эВ; $W_0 = 1 \cdot 10^5$ – (2), $1 \cdot 10^7$ – (1, 3); $a_B = 1,5$ нм. Кружками показаны экспериментальные данные по кинетике затухания КОП кристаллов ADP.

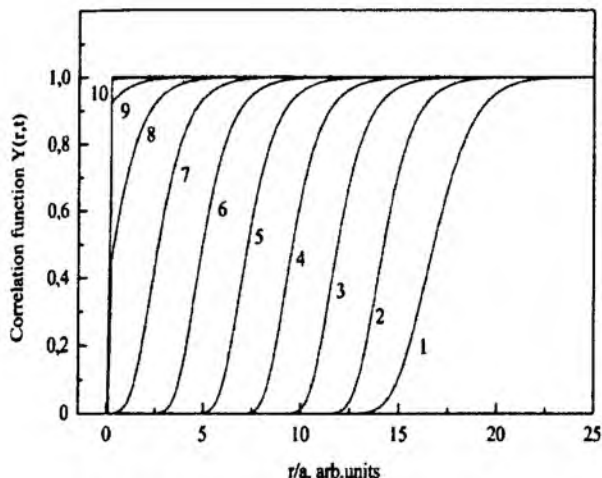


Рис. 3. Корреляционные функции $Y(r,t)$ разнотипных дефектов в различные моменты времени t , s: (a,b,c): 0,1 (1), 001 (2), 0,001 – (3), 10^{-4} – (4), 10^{-5} – (5), 10^{-6} – (6), 10^{-7} – (7), 10^{-8} – (8), 10^{-9} – (9) и 10^{-10} – (10). Параметры расчета: $D_0 = 3 \cdot 10^{-9}$; $E = 0,53$ эВ; $W_0 = 1 \cdot 107$; $a_0 = 1,5$ нм, $T = 300$ К.

на. Как видно из рис. 1, фронт туннельной рекомбинации с ростом времени затухания перемещается с течением времени в пространстве одинаково (синхронно) для различных значений корреляционной функции $Y(r,t)$ (кривые 1–9 на рис. 1, c). Кинетика затухания $n(t)$ в области $10^{-7} - 1$ с в двойных логарифмических координатах представлена прямой с тангенсом угла наклона $p = 0.12$. Это соответствует известному эмпирическому степенному закону затухания процесса туннельной рекомбинации $n(t) \sim t^{-p}$. В диапазоне времен затухания $10^{-7} - 10^{-3}$ с степенной закон вполне адекватно описывает эксперимент.

Появление подвижности у дефектов приводит к искажению фронта рекомбинации: большим значениям функции $Y(r,t)$ (кривые 1–9 на рис. 1, a,b) соответствуют большие перемещения в пространстве. При малых временах затухания доминирует туннельный процесс, при больших – диффузионно-контролируемая реакция.

На рис. 3 и 4 представлены данные расчета для KDP в сопоставлении с экспериментальными

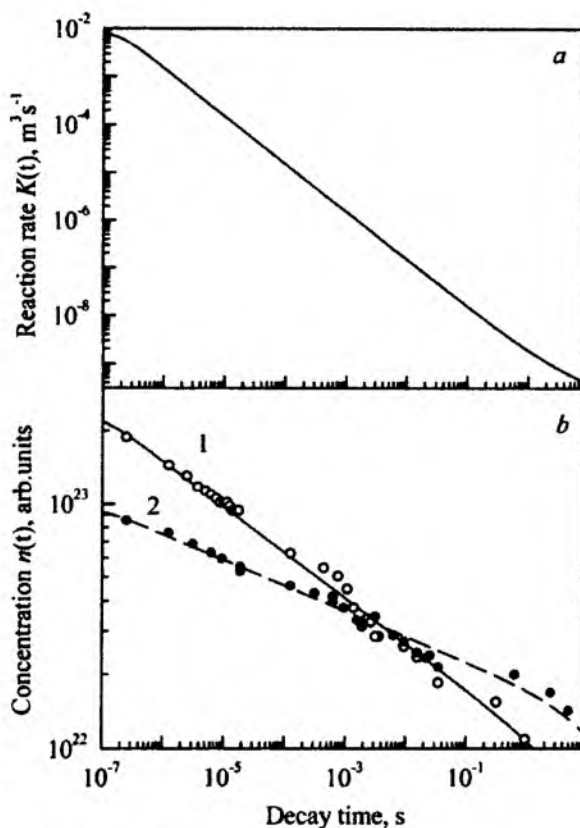


Рис. 4. Зависимость от времени скорости реакции $K(t)$ – (a) и концентрации дефектов $n(t)$ – (b). Кружками показаны экспериментальные данные по кинетике затухания КОП KDP при 100 – (1) и 50% (2) мощности возбуждения и $T = 300$ К.

ми данными по КОП кристаллов KDP при тех же самых условиях эксперимента. Кристаллы KDP характеризуются существенно меньшим (на полтора порядка) коэффициентом диффузии. Вследствие этого искажение фронта рекомбинационного процесса наблюдается лишь при достаточно больших временах затухания (рис. 3). Иными словами, результаты расчета для KDP весьма напоминают случай II, рассчитанный выше для кристаллов ADP.

Для обоих кристаллов искажение фронта рекомбинации на семействе корреляционных функций $Y(r,t)$ соответствует началу отклонения кинетики $n(t)$ от прямой и последующему экспоненциальному спаду, начало которого наблюдается экспериментально (рис. 2 и 4).

На кривых функции скорости реакции это соответствует прекращению быстрого спада $K(t)$, что должно завершиться при больших временах затухания выходом на стационарный уровень, т.е. переходом от нестационарной функции скорости реакции к константе скорости реакции. Из результатов расчета следует, что при боль-

шей подвижности дефектов быстрее происходит завершение переходных процессов и переход к стационарной кинетике рекомбинационного процесса. Для кристаллов ADP и KDP эта временная граница соответствует временам затухания 10^{-2} и 10 с, соответственно.

Почти все наблюдаемые особенности кинетики затухания КОП могут быть объяснены особенностями кинетики затухания функции скорости реакции $K(t)$. Однако наблюдаемая в эксперименте зависимость кинетики затухания КОП от мощности импульса возбуждения, соответствующей различной начальной концентрации созданных дефектов, не может быть объяснена особенностями функции $K(t)$. Функция скорости реакции по данным расчета не зависит от начальной концентрации дефектов. Зависимость кинетики $n(t)$ от начальной концентрации дефектов при одной и той же $K(t)$ напрямую вытекает из уравнения (3): по данным расчета с увеличением начальной концентрации дефектов вдвое величина показателя степенной функции возросла с $p = 0.12$ до $p = 0.16$ (рис. 4).

Как видно из графиков приведенных на рис. 1–4, данная модель хорошо согласуется с экспериментальными данными, полученными с помощью метода импульсной абсорбционной оптической спектроскопии с наносекундным временным разрешением. Короткоживущее оптическое поглощение кристаллов ADP и KDP обусловлено оптическими переходами в дырочных A - и B -радикалах, кинетика релаксации оптической плотности контролируется процессом междефектной туннельной рекомбинации с участием данных дырочных центров и электронных H^0 -центров, представляющих собой нейтральные атомы водорода. При 290 К дырочные поляроны и H^0 -центры совершают термостимулированную миграцию, которая не сопровождается выходом носителей заряда в зону проводимости или валентную зону. Кинетика затухания КОП в области 10^{-7} – 10^1 с полностью описывается разработанной нами моделью туннельного переноса электрона в условиях термостимулированной подвижности одного или обоих рекомбинирующих реагентов системы.

Заключение

Таким образом, в настоящей работе создан лабораторный программный комплекс для моделирования кинетики туннельного переноса электрона в органических и неорганических системах, развит математический формализм и выполнено численное моделирование кинетики туннельного переноса электрона в условиях

диффузионно-контролируемой подвижности дефектов. Проведено сравнение результатов моделирования и экспериментальных данных по короткоживущему оптическому поглощению кристаллов ADP и KDP. Результаты работы создают основу для физической интерпретации экспериментальных данных, полученных авторами с помощью метода импульсной абсорбционной оптической спектроскопии с временным разрешением (импульсного радиолиза).

Литература

1. Hopfield J.J. Electron transfer between biological molecules by thermally activated tunneling / J.J. Hopfield // Proc. Nat. Acad. Sci. 1974. Vol. 71, P. 3640–3644.
2. Пармон В.Н. Формальная кинетика реакций переноса электрона в твердых телах / В.Н. Пармон, Н.Ф. Хайрутдинов, К.И. Замарев // ФТТ. 1974. Т. 16. № 6. С. 2572–2576.
3. Закис Ю.Р. Модели процессов в широкощелевых твердых телах с дефектами / Ю.Р. Закис, Л.Н. Канторович, Е.А. Котомин, В.Н. Кузовков и др. Рига: Зинатне, 1991. –382 с.
4. Семибратова В. А. УФ Абсорбционная спектроскопия спинномозговой жидкости человека и ее аналогов: Автореф. дис. канд. ф.-м. наук / В.А. Семибратова. Иркутск. 2010. 18 с.
5. Киселева М.С. Моделирование кинетики туннельного переноса электрона в органических и неорганических системах / М.С.Киселева, И.Н.Огородников // Тезисы докладов Международной научно-практич. конференции «Высокие технологии, фундаментальные и прикладные исследования в физиологии и медицине». СПб, 2010. С. 246–247.
6. Киселева М.С. Программный комплекс для моделирования кинетики туннельного переноса электрона в органических и неорганических системах / М.С. Киселева, И.Н. Седунова, И.Н.Огородников // Новые образовательные технологии в вузе: материалы международной научно-методической конференции. Екатеринбург: УрФУ, 2011. С.345–348.
7. Огородников И.Н. Точечные дефекты и радиационно-стимулированные процессы в кристаллах ADP ($NH_4H_2PO_4$) и KDP (KH_2PO_4) / И.Н. Огородников, М.К. Сатыбалдиева, Б.В. Шульгин // Проблемы спектроскопии и спектрометрии: Межвуз. сб. научн. тр. Екатеринбург: УГТУ, 2001. Т. 7. С.78–100.
8. Огородников И.Н. Метастабильное оптическое поглощение дырочных поляронов в кристаллах ADP ($NH_4H_2PO_4$) и KDP (KH_2PO_4) / И.Н. Огородников, В.Ю. Яковлев, Б.В. Шульгин, М.К. Сатыбалдиева // ФТТ. 2002. Т.44, №5. С.845–852.

9. *Kuanyshev V.T.* Fundamental processes of radiation energy storage in KDP (KH_2PO_4) and ADP ($\text{NH}_4\text{H}_2\text{PO}_4$) crystals / V.T. Kuanyshev, T.A. Belykh, I.N. Ogorodnikov, B.V. Shulgin, M.K. Satybaldieva, M.M. Kidibaev // *Radiation Measurements*. 2001. V.33. №5. P.503–507.
10. *Огородников И.Н.* Формирование и эволюция короткоживущих радиационных дефектов в неорганических кристаллах с подвижными катионами / И.Н. Огородников, В.Ю. Яковлев // *Изв. вузов, физика*. 2011. Т.54, №1/3. С.137–143.

УДК 53.074.1.539.142(04)

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА РЕГИСТРАЦИИ НЕЙТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫМ ДЕТЕКТОРОМ

*И.Н. Седунова, П.А. Упоров, Д.Н. Давыдов,
С.И. Горкунова, И.Л. Витовский*

Представлена программа, позволяющая оптимизировать конструкцию сцинтилляционного детектора для регистрации нейтронного излучения. Оптимизации подвергаются конструкционные параметры сцинтилляционного детектора для обеспечения наибольшей эффективности регистрации нейтронного излучения и коэффициента светособираания.

SIMULATION OF NEUTRON REGISTRATION BY SCINTILLATION DETECTOR

I.N. Sedunova, P.A. Uporov, D.N. Davydov, S.I. Gorkunova, I.L. Vitovsky

The present work is devoted to development of program complex that allows to optimize the construction of scintillation neutron detector. To obtain the maximal neutron registration efficiency and light collection coefficient the detector construction parameters are varied.

Введение

Регистрация нейтронного излучения представляет актуальную проблему для широкого круга прикладных задач: например, для обнаружения и контроля делящихся материалов при их несанкционированной транспортировке, для детектирования излучения в системах медико-биологических и научных исследований, а также в системах радиационного экологического мониторинга окружающей среды [1–3].

Часто для решения конкретной задачи по регистрации нейтронных полей требуется уникальная конструкция детектора или такая его конфигурация, которая бы обеспечивала наибольшую эффективность регистрации. Поэтому возникает необходимость в моделировании оптимальной конструкции детектирующего элемента и сопутствующих блоков (замедлителя нейтронов, световода и пр.). Настоящая работа посвящена разработке программы моделирования процесса регистрации нейтронного излучения сцинтилляционным детектором.

Алгоритм

Целью данного моделирования являлось нахождение оптимальных конструкционных параметров сцинтилляторного блока, собранного на основе Li-стекла. Оптимальные конструкционные параметры должны обеспечивать наибольшую эффективность регистрации данного сцинтилляторного блока, а также наибольший коэффициент светособираания.

Для реализации программного комплекса был разработан алгоритм моделирования методом Монте-Карло, который был реализован в среде Delphi 7. Конструкция, которая была принята в качестве исходной для моделирования, была разработана на основе результатов исследований, приведённых в [5]. Её схематичное изображение приведено на рис. 1.

Точечный изотропный источник нейтронов располагается по оси детектора. В качестве замедлителя и материала для световода использовался полиметилметакрилат (ПММА, PMMA). Химическую формулу ПММА можно представить в виде $(\text{C}_5\text{H}_8\text{O}_2)_n$.

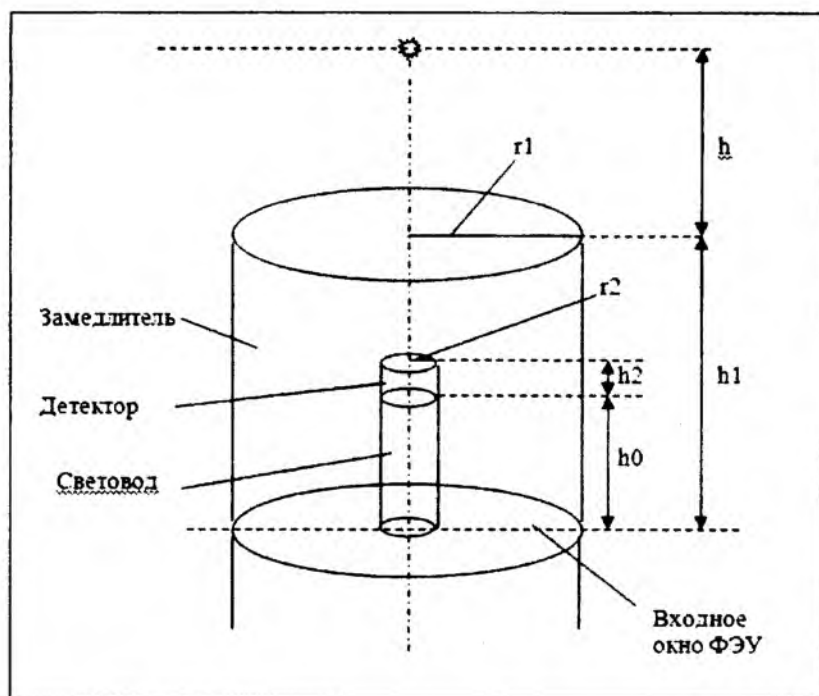


Рис. 1. Схематичное изображение конструкции сцинтилляторного блока.

Моделирование эффективности регистрации нейтронного излучения проводилось для сцинтилляционного материала, разработанного и синтезированного в НИТИОМ ВНЦ ГОИ им. С.И. Вавилова и имеющего состав ${}^6\text{Li}_2\text{O}-\text{MgO}-\text{SiO}_2-\text{Ce}$ с обогащением на 85% изотопом ${}^6\text{Li}$ [4].

Метод Монте-Карло позволяет при моделировании учесть многие факторы, определяющие

искомые параметры. Например, для коэффициента светособирания учитываются такие факторы, как вклад рассеянного излучения, состояние отражающих и преломляющих поверхностей (степень шероховатости и коэффициент отражения), поглощение света в элементах оптической связи, характеристики входного окна ФЭУ.

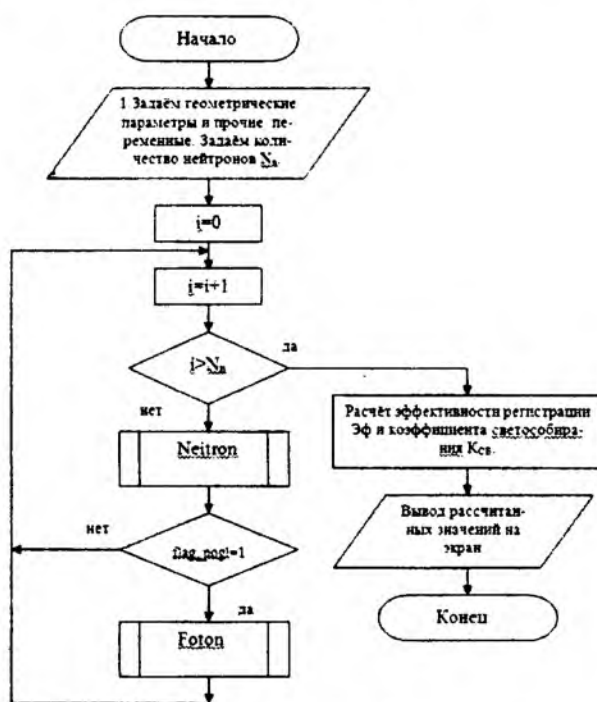


Рис. 2. Блок-схема основной программы.

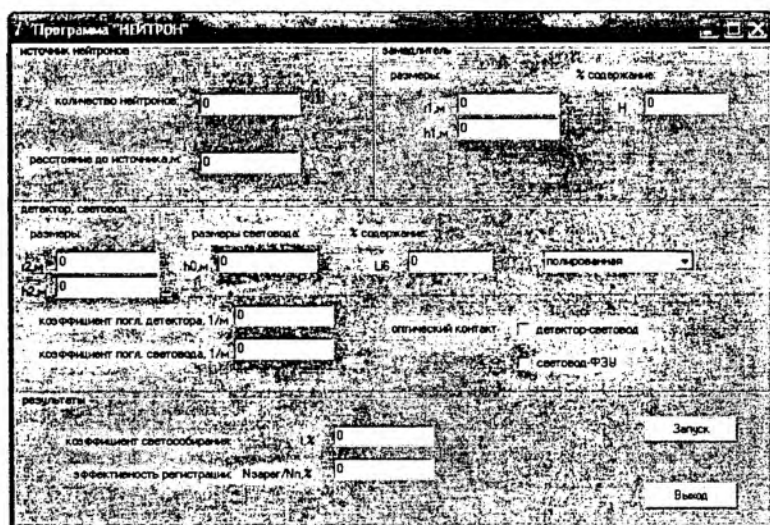


Рис.3. Интерфейс программы.

По описанным выше принципам был разработан алгоритм программы (рис. 2).

Алгоритм работы может быть описан следующим образом. На первом шаге происходит генерация нейтрона с учетом его энергии и направляющего вектора движения и вычисление координат точки столкновения нейтрона с замедлителем. Далее в точке взаимодействия происходит определение механизма взаимодействия, энергии частицы и генерация нового направления (до следующей точки взаимодействия). Размен энергии происходит до попадания теплового нейтрона в детектор или до выхода нейтрона за пределы замедлителя. При попадании нейтрона в детектор далее рассматриваем формирование сцинтилляционной вспышки.

Траектория фотонов сцинтилляционной вспышки строится с учетом координаты точки вспышки и изотропного начального направления движения до точки взаимодействия на границе детектора. На границе детектора (в зависимости от условий обработки поверхности) происходит либо преломление света и выход за пределы детектора, либо его отражение. Если фотон попал на входное окно ФЭУ, то его вес учитывается при определении коэффициента светособирания. После моделирования траекторий всех образовавшихся в сцинтилляционной вспышке фотонов переходим к моделированию истории следующего нейтрона.

После завершения основного алгоритма вычисления программа вычисляет эффективность регистрации и коэффициент светособирания и выводит полученные значения на экран (рис. 3).

Результаты моделирования и обсуждение

При моделировании процесса регистрации и варьировании различных параметров сцинти-

блока необходимо получить максимальный коэффициент светособирания, а также максимальную эффективность регистрации нейтронов. Коэффициент светособирания представляет собой отношение фотонов, попавших на фотокатод, к числу фотонов, испущенных в сцинтилляторе. Эффективность регистрации излучения – отношение числа зарегистрированных нейтронов к числу нейтронов, попавших в сцинтиблок.

Представленная программа позволяет варьировать: параметры источника (расстояние до источника h , количество нейтронов, спектр источника), параметры замедлителя (размеры r_1 , h_1 , материал), параметры детектора (размеры r_2 , h_2 , содержание ${}^6\text{Li}$, %), диаметр и высоту световода (h_0), коэффициенты собственного поглощения детектора и световода, наличие или отсутствие оптического контакта между детектором-световодом и световодом-ФЭУ.

Для всех расчетов в качестве источника нейтронов был выбран Pu-Be источник.

Для проведения расчета были установлены следующие начальные параметры: расстояние до источника 35 см, процентное содержание N в замедлителе 50% (что соответствует содержанию N в реальном полиметилметакрилате), процентное содержание ${}^6\text{Li}$ в детекторе 30% (что соответствует реальному содержанию данного изотопа в образце литиевого стекла), высота световода 4,7 см (исходя из предполагаемой конструкции детектора – рис. 1), размеры детектора $r_2=0,6$ см $h_2=0,6$ см, способ обработки поверхности – полированная или матированная, оптические контакты присутствуют (соответствует нанесению оптической смазки – оптического вазелина или геля).

Коэффициент поглощения для детектора выбран равным $0,34 \text{ см}^{-1}$, что соответствует из-

Зависимость коэффициента светособирания от оптических контактов и от качества поверхности

Оптический контакт		Коэффициент светособирания, %	
Детектор-световод	Световод-ФЭУ	полированная	матированная
✓	✓	12,81	7,50
✓		5,31	1,73
	✓	5,35	1,7
		5,29	1,69

Таблица 2

Влияние коэффициента поглощения световода на коэффициент светособирания

$K_{\text{пол}}$ световода, см^{-1}	$K_{\text{сб}}$, %
0,5	5,89
0,4	10,24
0,3	17,93
0,2	31,42
0,1	55,29

меренному значению для реального материала. Коэффициент поглощения для оргстекла равен 36 см^{-1} .

С помощью данной программы были получены зависимости эффективности регистрации нейтронов сцинтиблоком от толщины замедлителя, а также от толщины замедлителя между сцинтиллятором и входным окном ФЭУ. Были сделаны выводы о том, что конструкция с размещённым в центре замедлителя сцинтиллятором является наиболее оптимальной и даёт прирост эффективности регистрации нейтронов данным сцинтиблоком.

Максимальное значение эффективности регистрации при оптимальной толщине 40–60 мм составило ~12%.

С помощью программы было произведено исследование влияния оптических контактов и качества обработки поверхности на значение коэффициента светособирания сцинтиблока (табл.1).

Было обнаружено, что в случае отсутствия хотя бы одного оптического контакта (как и при отсутствии обоих) светособирание снижается в 2,5 раза относительно случая с двумя оптическими контактами. Этот результат подтверждает крайнюю важность обеспечения оптической связи между элементами сцинтилляционной сборки.

Результаты исследования влияния изменения коэффициента поглощения $K_{\text{пол}}$ световода на значение коэффициента светосбора $K_{\text{сб}}$ сцинтиблока представлены в табл.2.

Из табл.2 видно, что с увеличением коэффициента поглощения световода коэффициент

светособирания резко падает, так как начинает происходить интенсивное поглощение фотонов в среде. Данный результат подтверждает актуальность поиска наиболее прозрачных сред для использования в изготовлении световодов сцинтилляционных счётчиков.

Заключение

Разработан программный комплекс, позволяющий моделировать процесс регистрации нейтронного излучения сцинтилляционным детектором и находить оптимальные конструкционные параметры детектора, обеспечивая наибольшую эффективность регистрации излучения.

Проведены предварительные расчеты по оптимизации конструкции сцинтилляционного детектора на базе ${}^6\text{Li}$ -силикатного стекла. По результатам моделирования эффективность регистрации данным сцинтиблоком при оптимальных параметрах равна ~12%.

В дальнейшем планируются усовершенствования программы, направленные на расширение возможности применения данных расчётов к другим сцинтилляционным материалам и другим видам конструкции детекторов нейтронного излучения.

Литература

1. Van Eijk C. W. E. Inorganic scintillators for thermal neutron detection // Radiation Measurements. 2004. V. 38. P. 337–342.
2. Czirr J. B., MacGillivray G. M., MacGillivray R. R., Seddon P. J. Performance and characteristics of a new scintillator // Nucl. Instr. and Methods in Physics Research. 1999. V.424. N1. P. 15–19.

3. Ромоданов В.Л., Афанасьев В.В., Белевитин А.Г. Обнаружение делящихся материалов в установках с импульсными нейтронными источниками // Атомная энергия. 2006. Т. 101. Вып. 2. С. 125–130.
4. Arbuzov V. I., Andreeva N. Z., Vitenko V. A., Milovidov M. A. Neutron detectors on the basis of lithium scintillation glasses // Radiation Measurements. 1995. V.25. №1–4. P.475–476.
5. Петров В.Л., Шульгин Б.В. Разработка и изготовление экспериментального образца сцинтилляционного детектора нейтронов на основе литиевого стекла. Отчет о НИР. Этап 3.1. 2003.

УДК: 535.377, 548.0.53, 575.2 (04)

ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ СВОЙСТВА МОНОКРИСТАЛЛОВ LiKSO_4 , ЛЕГИРОВАННЫХ ИОНАМИ ШЕСТИВАЛЕНТНОГО ХРОМА

М.М. Кидибаев, К. Шаршеев, О.И. Клименко, У.К. Мамытбеков, А. Рысмендеева

Изучены спектры рентгенолюминесценции и термостимулированной люминесценции облученных кристаллов LiKSO_4 , легированных ионами Cr^{6+} . Данное исследование было предпринято с целью получения новых материалов, пригодных в качестве рабочего вещества дозиметров для персональной дозиметрии и радиационного мониторинга территорий.

LUMINESCENT PROPERTIES OF MONOCRYSTALS LiKSO_4 ALLOYED BY IONS OF SIX-VALENCY CHROME

M.M. Kidibaev, K. Sharsheev, O.I. Klimenko, U.K. Mamytbekov, A. Rysmendeeva

X-ray luminescence and thermostimulated luminescence spectra of irradiated crystals LiKSO_4 alloyed by Cr^{6+} ions are studied. The research aims to obtain new materials for working matter of personal metering dosimeters and for territories radiation monitoring.

Большая часть территории Кыргызстана и проживающее на ней население оказались под воздействием негативных факторов антропогенного происхождения – повышенного радиационного фона. Поэтому определение стратегии охраны и улучшения здоровья населения Кыргызстана является актуальной задачей.

На территории Иссык-Кульской области потенциальными загрязнителями окружающей среды являются хвостохранилища бывших урановых шахт г. Каджи-Сая. Кроме того, в области имеется большое количество природных радоновых источников.

На фоне этих проблем определенный интерес вызывает поиск и исследование фундаментально-прикладных свойств новых эффективных оптических материалов многоцелевого назначения, пригодных для использования в качестве термолюминесцентных и термоэлектронных дозиметров ионизирующего излучения. Определенный интерес в этом плане могут представлять кристаллы LiKSO_4 , легированные ионами переходных металлов.

Были изучены спектры термостимулированной люминесценции облученных кристаллов LiKSO_4 , активированных ионами Cr^{6+} . При стационарном облучении рентгеновскими лучами при температуре 300 К обнаружены пики около 470, 510, 560, 630 и 710 нм (рис. 1). Интенсивность разгорания люминесценции зависит от времени предварительного облучения, т.е. от концентрации наведенных рентгеновскими лучами электронно-дырочных центров окраски, участвующих в рекомбинационных процессах. Сравнение полученного спектра с исследованиями спектров беспримесных кристаллов показывает, что в кристаллах $\text{LiKSO}_4:\text{CrO}_4^{2-}$ интенсивность пиков значительно выше.

Измерение температурной зависимости показало, что почти все полосы излучения разгораются в тех температурных областях, где имеются основные пики ТСЛ облученного кристалла $\text{LiKSO}_4:\text{CrO}_4^{2-}$ (рис. 2). Как в беспримесном кристалле (кр. 1), так и в кристалле $\text{LiKSO}_4:\text{CrO}_4^{2-}$ (кр. 2) наблюдаются максимумы термолюминесценции при 325–335, 375–385 и 410–420 К.

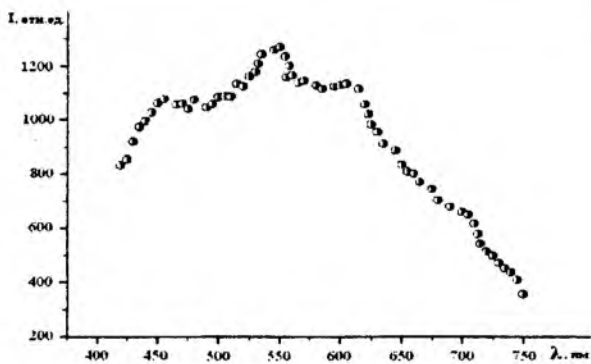


Рис. 1. Спектр рентгенолюминесценции монокристалла $\text{LiKSO}_4:\text{CrO}_4^{2-}$.

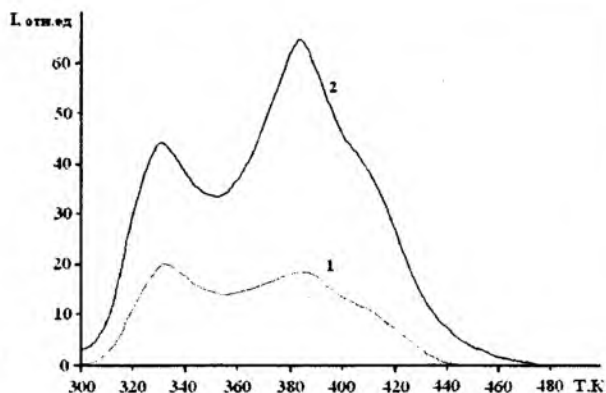


Рис. 2. Спектр термостимулированной люминесценции облученных кристаллов LiKSO_4 (кривая 1) и $\text{LiKSO}_4:\text{CrO}_4^{2-}$ (кривая 2).

Исследования изотермического затухания свечения при температурах, соответствующих максимумам термопиков, показали, что затухание свечения подчиняется экспоненциальному закону, следовательно, кинетика процесса термолюминесценции является мономолекулярной.

Значения энергий активации для наблюдаемых пиков ТСЛ составляют: 0,66, 0,77 и 0,83 эВ для полос при 330, 385, 415 К соответственно.

Сравнение значений энергий активации термического разрушения центров, определенных методом ЭПР [2] и методом ТСЛ в облученном кристалле, позволяет сделать заключение, что термопики с максимумами при 385 и 415 К обусловлены ион-радикалами SO_4^- и SO_3^- , соответственно [3].

Следует отметить, что сравнение кривых ТСЛ беспримесных кристаллов и кристаллов с примесью шестивалентного хрома обнаруживает их большое сходство в позициях пиков ТСЛ. Однако при равных условиях облучения и реги-

страции интенсивность пиков термолюминесценции (так же, как и рентгенолюминесценции) примесного кристалла выше, чем беспримесного. Вышеприведенные данные свидетельствуют о том, что при введении примеси в кристалле не создаются новые уровни захвата, а лишь увеличивается концентрация носителей заряда, существующих и в беспримесном образце на этих уровнях захвата.

Для изучения влияния примеси CrO_4^{2-} на образование радиационных дефектов, связанных с основной решеткой, была исследована кинетика накопления этих центров в чистом и примесном кристаллах. Полученные результаты представлены на рис. 3.

Наиболее быстрый рост количества создаваемых облучением радикалов SO_4^- и SO_3^- для чистых и примесных кристаллов LiKSO_4 наблюдается в начале рентгеновского облучения. При продолжении облучения рост числа центров SO_4^-

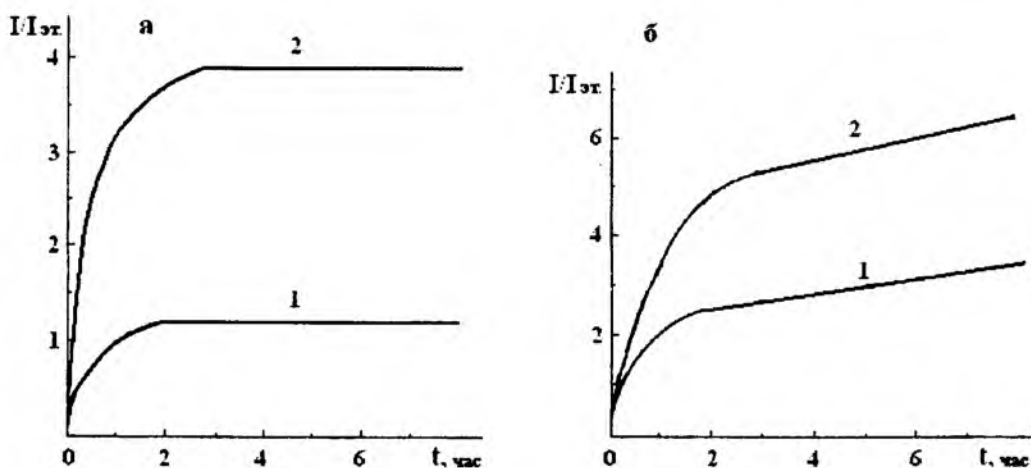


Рис. 3. Кинетические кривые накопления радикалов SO_4^- (а) и SO_3^- (б) в беспримесных кристаллах LiKSO_4 (1) и кристаллах с примесью CrO_4^{2-} .

прекращается, а увеличение числа центров SO_3^- замедляется.

Повышение эффективности образования ион-радикалов SO_4^- и SO_3^- в кристаллах LiKSO_4 при добавлении CrO_4^{2-} можно объяснить, по-видимому, следующим образом. Ион-радикалы SO_4^- представляют собой центры с недостатком электронов, т.е. с захваченными дырками. Наличие в кристаллах центров, эффективно захватывающих электроны и препятствующих их рекомбинации с дырками, способствует образованию таких центров, и их стабильность увеличивается. В кристаллах LiKSO_4 такими ловушками электронов, образующихся при ионизации ионов SO_4^{2-} , являются ион-радикалы SO_3^- . В отличие от SO_4^- ион-радикал SO_3^- является электронным центром, он образуется в результате захвата электрона при генерации анионной вакансии в комплексе SO_4^{2-} под действием излучения и последующего захвата электрона, отдаваемого межузельным ионом O^{2-} .

В примесных кристаллах $\text{LiKSO}_4:\text{CrO}_4^{2-}$ ионы Cr^{6+} , которые также являются хорошими ловушками для электронов, создают дополнительные условия, способствующие увеличению об-

разования ион-радикалов SO_4^- . В свою очередь, ионы Cr^{6+} при облучении в результате захвата электронов переходят в другие зарядовые состояния, что и наблюдается в эксперименте.

Результаты проведенного исследования ТСЛ показывают, что, обладая малым значением эффективного атомного заряда ($Z=11,64$), кристаллы $\text{LiKSO}_4:\text{CrO}_4^{2-}$ пригодны для использования в качестве рабочего вещества для термолюминесцентного дозиметра рентгеновского излучения в присутствии γ -фона.

Литература

1. Шаршеев К., Клименко О.И., Рысмендеева А. Рентгенолюминесценция монокристаллов LiKSO_4 // Вестник ИГУ им. К. Тыныстанова. 2010. №27. С. 63–66.
2. Шаршеев К. Радиационные и примесные центры с переменной валентностью сложных сульфатов щелочных металлов: дисс. на соискание степени д-ра ф.-м. наук. Каракол. 2000. 254 с.
3. Кидибаев М.М., Денисов Г.С., Мамытбеков У.К., Шаршеев К., Клименко О.И. Люминесцентные свойства кристаллов KNaSO_4 с примесью Cr^{6+} // Наука и новые технологии. 2007. №1–2. С. 28–29.

УДК 541.123:546.21

ФОРМИРОВАНИЕ МИКРОСТРУКТУРЫ ПРИ КРИСТАЛЛИЗАЦИИ ИЗ РАСПЛАВА, ОБРАЗОВАННОГО ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИМИ ИМПУЛЬСНЫМИ ПОТОКАМИ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

Ж.К. Мамытбеков

Исследованы размеры ячеисто-дендритных микроструктур, формирующихся в результате высокоскоростной перекристаллизации бинарных сплавов, растущих с увеличением вклада пространственной нелокальности в процессы массопереноса

MICROSTRUCTURE FORMATION AT CRYSTALLIZATION FROM LIQUID CONDITION, FORMED BY HIGH-ENERGY PULSE STREAMS OF THE CHARGED PARTICLES

J.K. Mamytbekov

The sizes cellular-dendritnyh the microstructures formed as a result of high-speed recrystallization of binary alloys, growing with increase by the contribution locality no equilibrium in processes weight of carrying over are investigated.

Введение

Быстрая кристаллизация из расплава, образованного высокоэнергетическими потоками заряженных частиц, открывает новые возможности

для получения качественно иного структурного состояния в сплавах по сравнению с традиционными металлургическими процессами. В частности, было показано, что при быстрой кристал-

лизации после облучения концентрационными потоками энергии (КПЭ) возможно появление ячеистых, ленточных, химически однородных микроструктур, а также замораживание выделенных новых метастабильных фаз [1]. Хорошо известно, что механические свойства в большой степени зависят от параметров кристаллической структуры, а способность сплавов сохранять свои свойства при высоких температурах определяется как дисперсностью структуры, так и скоростью собирательной рекристаллизации. Поэтому исследование структуры сплавов после обработки КПЭ является актуальной проблемой физики кристаллизации и материаловедения.

Как в чистых металлах, так и в сплавах, формирующаяся структура во многом определяется величиной переохлаждения [2]. В чистых металлах возникает только термическое переохлаждение расплава, а в сплавах переохлаждение может быть вызвано как изменением температуры расплава, так и его состава. Таким образом, формирование структуры при кристаллизации напрямую зависит от условий затвердевания расплава.

Для расчета характерного размера кристаллической структуры может быть использован подход, развитый в работах [3], согласно которому формирование кристалла прогнозируется ростом возмущений вдоль поверхности раздела жидкость – твердая фаза. Этот метод базируется на решении проблемы тепломассопереноса при кристаллизации с дополнительным условием морфологического отбора характерного размера структуры. Одно из таких условий – гипотеза маргинальной устойчивости, согласно которой отбираемый масштаб структуры равен наименьшей длине волны морфологической (не) устойчивости Маллинза-Секерки. Таким образом, отбираемый масштаб структуры связан с маргинальной (пограничной) устойчивостью между устойчивым и неустойчивым состояниями растущего кристалла и равен критической длине волны возмущения, наложенного на поверхность раздела фаз.

Вышеприведенные модели учитывают только временную нелокальность процесса массопереноса при кристаллизации и формировании микроструктуры. Локально-неравновесная модель затвердевания Соболева [4] приводит к появлению бездиффузионного механизма затвердевания при скоростях фронта, превышающих диффузионную скорость, однако большинство экспериментов указывает на диффузионные процессы при перекристаллизации. На экспериментальных профилях на поверхности образца

наблюдается повышение или понижение концентрации примеси, что обусловлено диффузионными процессами при любых скоростях.

Локально-неравновесная модель формирования микроструктуры Галенко [5] использует локально-неравновесные параметры, введенные в модели Соболева [4] (коэффициент диффузии, коэффициент сегрегации, тангенс угла наклона линии ликвидус). Представляется интересным проанализировать эти процессы с учетом как временной, так и пространственной нелокальности и выявить влияние пространственной нелокальности в формировании микроструктуры и концентрационных профилей при высокоскоростной перекристаллизации.

Размер формирующейся микроструктуры

Согласно локально неравновесной гипотезе маргинальной устойчивости [2], размер d микроструктуры (поперечная толщина ствола дендрита или ячейки) при высокоскоростной кристаллизации имеет вид

$$d = \sqrt{\frac{\Gamma}{\sigma(mG_C\xi_C - 0.5(G_L\xi_L + G_S\xi_S))}} \quad (1)$$

где Γ – коэффициент Гиббса-Томсона (константа капиллярности); $\sigma = 1/4\pi^2$ – параметр маргинальной устойчивости, связывающий размер микроструктуры с длиной волны возмущения; m – тангенс угла наклона линии ликвидус на кинетической фазовой диаграмме; G_L, G_S – градиенты температуры на фронте кристаллизации со стороны расплава и твердой фазы, соответственно; G_C – градиент концентрации примеси на фронте кристаллизации. Функции устойчивости в (1) определяются соотношениями:

$$\xi_L = 1 - \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{1}{\sigma P_T^2}}}, \quad \xi_S = 1 + \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{1}{\sigma P_T^2}}},$$

$$\xi_C = 1 + \frac{2k}{1 - 2k - \sqrt{1 + \frac{1 - V^2/V_D^2}{\sigma P_C^2}}}, \quad (2)$$

где $P_T = Vd/(2a)$ и $P_C = Vd/(2D)$, соответственно, тепловое и концентрационное число Пекле ($a = \lambda/C_p$ – коэффициент температуропроводности).

Воспользуемся соотношениями (1) и (2) для определения размера микроструктуры, полагая,

Физические параметры анализируемой системы

Равновесный коэффициент сегрегации	k_e	0.35
Равновесный наклон линии ликвидус	$m_e, \text{K/ат.}\%$	-14
Коэффициент диффузии	$D, \text{м}^2/\text{с}$	$2 \cdot 10^{-8}$
Концентрация	$C_0, \text{ат.}\%$	2.29
Скорость фронта затвердевания	$V, \text{м/с}$	3
Коэффициент Гиббса–Томсона	$\Gamma, \text{К м}$	$1.9 \cdot 10^{-7}$
Теплопроводность	$\lambda, \text{Вт/К м}$	35

что эти соотношения справедливы не только с учетом временной нелокальности, но и с дополнительным учетом пространственной нелокальности, если только в них заменить коэффициент сегрегации $k(V)$, коэффициент диффузии D и тангенс угла наклона линии ликвидус $m(V)$ на соответствующие локально-неравновесные величины [6].

Неравновесный коэффициент сегрегации примеси $k(V)$ с учетом градиента концентрации примеси X_0 и диффузионными параметрами определяется соотношением [6]

$$k(V, X_0) = \frac{(1 - V^2/V_0^2)(k_e + (1 - k_e)X_0) + V/V_{D_1} + [k_e^2 + (1 - k_e^2)X_0]V/V_{D_2}}{(1 - V^2/V_0^2) + V/V_{D_1} + V/V_{D_2}} \quad (3)$$

где введены дополнительно характерные диффузионные скорости: $V_{D_1} = \sqrt{D_L/\tau_1}$ (скорость

распространения диффузионных возмущений в системе, связанная с временной нелокальностью), и $V_{D_2} = \sqrt{D_L/\tau_2}$ (скорость выравнивания градиента концентрации, связанная с пространственной нелокальностью), k_e — равновесный коэффициент распределения примеси.

Тангенс угла наклона $m(V)$ линии ликвидус на кинетической фазовой диаграмме в локально неравновесной теории описывается выражением

$$m(V) = m_e \left(\frac{1 - k + \ln(k/k_e) + (1 - k)^2 \gamma_1}{(1 - k_e)} \right), \quad (4)$$

где m_e — наклон линии ликвидус на равновесной диаграмме фазового состояния бинарного сплава. Учет пространственно-временной нелокальности для тангенса угла наклона линии ликвидус проводится путем подстановки в выражение (4) локально неравновесного коэффициента сегрегации примеси (3).

Скорость распространения концентрационных возмущений много меньше (на два-три порядка) скорости распространения тепловых возмущений. В этом случае можно считать, что процесс теплопереноса протекает в локально равновесных условиях, а градиенты температуры на фронте кристаллизации со стороны расплава G_L и твердой фазы G_S можно определить из решения классического уравнения теплопроводности параболического типа. В то время как диффузия примеси в жидкой фазе протекает в локально неравновесных условиях и уже не подчиняется классическим уравнениям, полученным из закона Фика, градиент концентрации примеси G_C на фронте кристаллизации может быть определен из решения обобщенного уравнения диффузии в следующем виде [7]:

$$G_C = -(1 - k(V))VX_0 / (k(V)D). \quad (4)$$

Подстановка в выражение (1) коэффициента сегрегации примеси (3) и градиента концентрации примеси (4) дает возможность проанализировать зависимость размера микроструктуры от параметров затвердевания.

В качестве объекта исследования и для сопоставления результатов при моделировании была выбрана конструкционная сталь с содержанием 0,5 вес.% углерода, экспериментальные исследования микроструктуры которой в зоне лазерного плавления и анализ в рамках локально неравновесной теории только с учетом временной нелокальности приведен в работе [5]. Углерод в данной стали имеет наибольшую концентрацию, наибольшее абсолютное значение тангенса угла наклона линии ликвидус, наименьший коэффициент равновесного распределения примеси. В этом случае можно считать [5], что углерод вносит наибольший вклад в структурообразование при кристаллизации, так как он в наибольшей

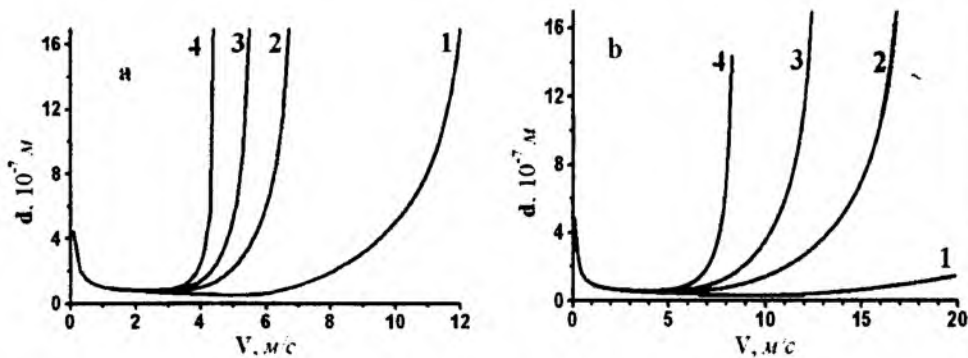


Рис. 1. Зависимость размеров микроструктуры от скорости движения фронта затвердевания V , диффузионной скорости $V_{D_1} = 5$ м/с (а) и 10 м/с (б). Кривые соответствуют следующим значениям скорости V_{D_2} (м/с): 1 – 5; 2 – 10; 3 – 15; 4 – без учета пространственной нелокальности.

степени определяет концентрационное переохлаждение перед фронтом затвердевания, ведущее к его морфологической неустойчивости. Поэтому при исследовании структурообразования при высокоскоростной кристаллизации в многокомпонентных сплавах на основе железа пользуются квазибинарным приближением [4, 5]. Физические константы исследуемой системы и некоторые модельные параметры приведены ниже в таблице.

В анализе изменения характерных размеров кристаллической микроструктуры варьировались параметры V , G_L , X_0 , V_{D_1L} , V_{D_2L} и некоторые другие. Ниже, при анализе зависимости размера микроструктуры от какого-либо параметра, значения остальных параметров оставались постоянными, указанными в таблице. Полагалось, что $G_L = G_S$.

Зависимость размеров микроструктуры от значений скоростей приводится на рис. 1.

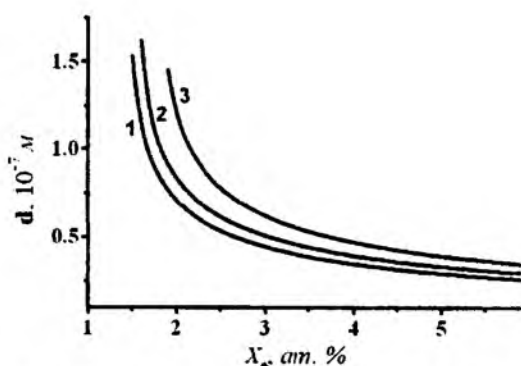


Рис. 2. Зависимость размера микроструктуры от начальной концентрации и параметра пространственной нелокальности V/V_{D_2} : 1–0; 2–1; 3–2. $V = 3$ м/с.

При малых скоростях затвердевания ($V \ll V_D$), когда неравновесный захват примеси незначительно влияет на формирование кристаллической структуры, пространственная нелокальность практически не оказывает влияния на размеры дендритов (ячеек). Однако в интервале скоростей $V > 3$ м/с (при $V_{D_1} = 5$ м/с) и $V > 6$ м/с (при $V_{D_1} = 10$ м/с), где влияние неравновесного захвата примеси становится более выраженным и размеры микроструктуры резко растут, решения уравнения (1) начинают сильно различаться в зависимости от параметра пространственной нелокальности. В локально неравновесной теории Соболева-Галенко [4, 5], учитывающей лишь временную нелокальность, определяющим параметром является только диффузионная скорость V_{D_1} . В этом случае при $V < V_{D_1}$ диффузия примеси в жидкой фазе оказывает заметное влияние на механизм распространения фронта затвердевания и рост структуры. При $V \sim V_{D_1}$ дендритные структуры вырождаются в быстро движущиеся ячейки, а при $V > V_{D_1}$ диффузионные процессы в жидкой фазе отсутствуют, поверхность раздела фаз становится планарной с абсолютно устойчивой морфологией. Рост дендритно-ячеистой структуры прекращается. В последнем случае только тепловые эффекты определяют механизм затвердевания. Но при дополнительном учете пространственной нелокальности ($\tau_2 \neq 0$) диффузионный механизм затвердевания предсказывается и при скоростях движения фронта кристаллизации $V > V_{D_1}$. Однако, начиная с некоторого значения $V > V_A$ (где V_A – скорость абсолютной

морфологической устойчивости), нелинейное уравнение (1) при фиксированных значениях других параметров не имеет вещественных решений, что может быть интерпретировано как признак устойчивости плоской поверхности раздела фаз [20]. Кривые на рис. 1 обрываются при значениях $V = V_A$.

Одним из главных управляющих факторов при образовании структуры в процессе кристаллизации является концентрация примеси на фронте затвердевания. Как показало моделирование, рост градиента концентрации приводит к уменьшению размеров дендритов (рис. 2).

Указанные выше закономерности изменения размеров микроструктуры предсказуемы из общего вида выражения (1). Но для всех рассмотренных выше случаев учет пространственной нелокальности ведет к росту размеров.

В большинстве случаев дендритная структура в сплавах является следствием возникновения концентрационного переохлаждения. Предположим, что кристалл растет при таких условиях, что примесь скапливается впереди движущегося фронта кристаллизации и возникает переохлаждение. Любой, случайно образующийся на фронте кристаллизации выступ (дендрит) попадает в область концентрационного переохлаждения, что приводит к его развитию. Он создает свой собственный слой с повышенной концентрацией примеси, что способствует возникновению переохлаждения. Однако скрытая теплота плавления, выделенная в окружающую жидкость выдвинувшимися вперед выступами (дендритами), уменьшает величину переохлаждения и способствует снижению скорости роста кристаллов. Так как примесь отводится образовавшимся выступом (интенсивнее при большем коэффициенте диффузии) в направлении, параллельном поверхности кристаллизации, то рост дендрита в этом направлении затруднен, поэтому он занимает ограниченную площадь на фронте кристаллизации и становится устойчивым образова-

ем. Но при учете пространственной нелокальности рост эффективного коэффициента диффузии приводит к увеличению длины диффузионного слоя и, как следствие, уменьшению градиента концентрации, что в итоге способствует росту размеров микроструктурных образований.

Литература

1. Boettinger W.J., Shechtman D., Schaefer R.J., Biancaniello F.S. // Metallurgical Transactions. 1984. Vol.A15. P.55–66.
2. Вайнгард У. Введение в физику кристаллизации металлов. М.: Мир, 1967. 172 с.
3. Lambert R.A., Range R.H. Linear stability analysis of the solidification of a supercooled liquid in a half-space // International Journal of Heat and Mass Transfer. 2000. V.45. P. 4577–4587.
4. Sobolev S., Galenko P. Local nonequilibrium effect on undercooling in rapid solidification of alloys // Physical review E. 1997. V.55. №1. P. 343–352.
5. Галенко П.К., Харанжевский Е.В., Данилов Д.А. Высокоскоростная кристаллизация конструкционной стали при лазерной обработке поверхности // Журнал технической физики. 2002. Т.72. №5. С.48–55.
6. Мамытбеков Ж.К., Вершинин Г.А., Кидибаев М.М. Вывод уравнения коэффициента распределения примеси на границе раздела фаз с учетом пространственно-временной нелокальности при высокоскоростной перекристаллизации бинарных сплавов // Известия НАН КР. 2011. №1. С.53–58.
7. Сидорова Е.А., Вершинин Г.А., Геринг Г.И. Формирование микроструктуры при высокоскоростном затвердевании бинарных сплавов в результате воздействия концентрационными потоками энергии // Материалы международного технологического конгресса «Военная техника, вооружение и современные технологии при создании продукции военного и гражданского назначения» (г. Омск, 4–9 июня 2007 г.). Омск: Изд-во ОмГТУ, 2007. Ч.2. С.405–410.

ПЕРСПЕКТИВЫ РАЗВИТИЯ В КЫРГЫЗСТАНЕ ПРОИЗВОДСТВА НИТРИДОКРЕМНИЕВОЙ КЕРАМИКИ

В.П. Макаров, Н.К. Касмамытов

Приведено обоснование развития в Кыргызстане одного из перспективных направлений получения нитридокремниевой керамики на местной сырьевой базе. Изделия из нитрида кремния с большим успехом могут заменить детали и конструкции из высоколегированных металлических сплавов.

PROSPECTIVES OF DEVELOPMENT OF MANUFACTURING OF NITRID SILICON CERAMICS IN KYRGYZSTAN

V.P. Makarov, N. K. Kasmamytov

The necessity of development of a prospective areas of obtaining nitride silicon ceramics on the local raw materials base expounded in this work. Nitride silicon wares can efficiently replace components and constructions from high alloys.

Мировой прогноз о скором наступлении керамической эры, которая в истории человеческой цивилизации займет место, сопоставимое с каменным или бронзовым веком, свидетельствует о несомненном интересе к керамическим материалам. Традиционный образ керамики, сложившийся в сознании каждого из нас, существенно отличается от того образа, который принято называть материалом будущего. Одним из таких материалов, несомненно, является нитрид кремния – новый материал, высокотемпературная прочность, химическая стойкость и легкость которого позволяют поставить этот материал в ряд перспективных материалов.

Среди керамических материалов, давно нашедших широкое применение в огнеупорной промышленности, черной и цветной металлургии, радиоэлектронике и других областях техники, в последние два десятилетия особым образом выделился новый класс материалов из нитрида и карбида кремния, который получил название технической, перспективной или высокотехнологической керамики.

Приоритетной в этом направлении является нитридная керамика – материал будущего, который позволит по-новому перестроить многие технологические процессы не только в полупроводниковой, золотодобывающей и стекольной промышленности, но и в различных перерабатывающих отраслях.

Керамический материал на основе нитрида кремния обладает высокой прочностью, твердостью и термостойкостью при низком удельном весе, окалинотойкостью и инертностью во многих агрессивных средах, низким коэффициентом трения. Широкому применению нитридокремниевых материалов в производстве способствуют практически безграничные запасы сырья отходов полупроводникового производства в Кыргызстане.

Несмотря на широкий фронт исследовательских и опытно-конструкторских разработок, проводимых в течение последних лет в наиболее технически развитых странах, применение керамики во многих областях еще не вышло за пределы производственных экспериментов. Поэтому поиск новых способов производства дешевых керамических материалов, новых составов, композиций на основе нитрида кремния в настоящее время остается актуальным.

Востребованность и экономическая эффективность. Керамика является дорогим и не всегда доступным материалом. Поэтому полученный на местной сырьевой базе нитрид кремния позволит по-новому подойти к проблеме внедрения новых перспективных материалов в промышленный комплекс Кыргызстана, сохранить экологию и ресурсы. В процессе производства монокремния и получения пластин для солнечных элементов в отвал уходят десят-

ки тонн ценного кремниевого сырья, которое, в свою очередь, являются прекрасным сырьем для получения нитридокремниевой керамики. Нами разработана технология получения нитридокремниевой керамики на местной сырьевой базе – отходах производства монокремния КХМЗ «Астра» п. г. т. Орловка [1, 2].

Краткий анализ результатов работ. Созданный в нашей Республике материал на основе нитридокремниевой керамики может найти широкое применение как в различных областях промышленности Кыргызстана, так и в промышленности ближнего зарубежья. Возможность применения изделий из этого материала обусловлена его уникальными свойствами: сохранением прочностных характеристик при температурах выше 1273 К, термоциклической стойкостью, стойкостью в агрессивных средах при высоких температурах (выше 1273 К) и легкостью самого материала.

Значимость результатов научных исследований и практическая ценность. Как установлено в [3–6], изделия из нитрида кремния с успехом могут конкурировать с дефицитными металлами. Наиболее приемлемым является применение нитрида кремния в среде азота и аргона, а также в их смеси, когда температура окружающей среды выше 1573 К. Керамика из нитрида кремния прекрасно работает при высоких температурах и на воздухе. В этих условиях изделия из нитрида кремния выдерживают большие термоциклические нагрузки – до 2073 К. Кроме того, при высокотемпературной обработке протекают структурные изменения за счет свободного углерода. Свободный углерод может поставляться в достаточном количестве от разогретых графитовых нагревателей.

Однако в зависимости от области применения изделий требуется наличие определенных свойств, вырабатываемых соответствующими технологическими регламентами, от которых зависит конечная стоимость изделия.

Область применения нитридокремниевой керамики включает в себя использование изделий:

- при температурах выше 1573 К;
- при температурах от 1273 до 1573 К;
- при температурах от 773 до 1273 К;
- при температурах от 273 до 773 К.

Оптимальными температурами, при которых лучше всего реализуются физико-механические свойства нитридокремниевой керамики, являются температуры выше 1573 К, поскольку при этих температурах работа других материалов сопряжена с рядом трудностей и невозможно-

стью применения. Например, в микроэлектронике к таким изделиям можно отнести оправки из нитрида кремния, взамен графитовых, для получения кварцевых тиглей любого диаметра. Графит является очень дорогим материалом и поставляется из Украины. Кроме того, из-за выгорания графита изделия (оправки) быстро теряют свою первоначальную форму. Оправки из нитрида кремния при правильном соблюдении технологии долговечны без изменения своей первоначальной формы. Кроме того, получаемые кварцевые, за счет конусности оправки, тигли сами сходят (снимаются) с нее: линейные размеры оправки при охлаждении не изменяются, а размеры кварцевого тигля уменьшаются. Из нитрида кремния можно получать также разработанные по нашей технологии тигли любого диаметра для выращивания монокремния высокой чистоты (рис.1).

Монокремний обычно выращивается в вакуумных высокотемпературных печах с графитовыми нагревателями. При высокой температуре (выше 1473 К) с нагревателей начинает выделяться в чистом виде углерод, который соединяется с кремнием, образуя карбид. Для получения чистого монокремния [7] необходимо применение очень сложных технологических процессов. Применение тиглей из нитрида кремния для выращивания монокремния позволит обеспечить большую чистоту получаемого продукта за счет ряда физико-химических процессов, протекающих во время роста монокристалла кремния, а именно:

1. При температуре выше 1473 К в приповерхностных слоях нитридокремниевой керамики начинается процесс разложения: кремний остается, азот уходит. Место азота занимает свободный углерод, который выделяется из графитовых нагревателей. Этот процесс не дает возможности большей части свободного углерода попадать в расплавленный кремний, т.е. намного сокращается вхождение примеси углерода в конечный продукт.

2. Второй существенной (ненужной) примесью, которая влияет на свойства кремния, является кислород. Свободный кислород легко вступает в реакцию с кремнием, уменьшая загрязнение кислородом конечного продукта.

3. Кремний, который выращивается в кварцевых тиглях, забирает в себя весь кислород, выделяющийся из кварца. В случае применения тигля из нитрида кремния этого кислорода совсем нет.

Другой пример применения изделий из нитрида кремния – использование в качестве лот-

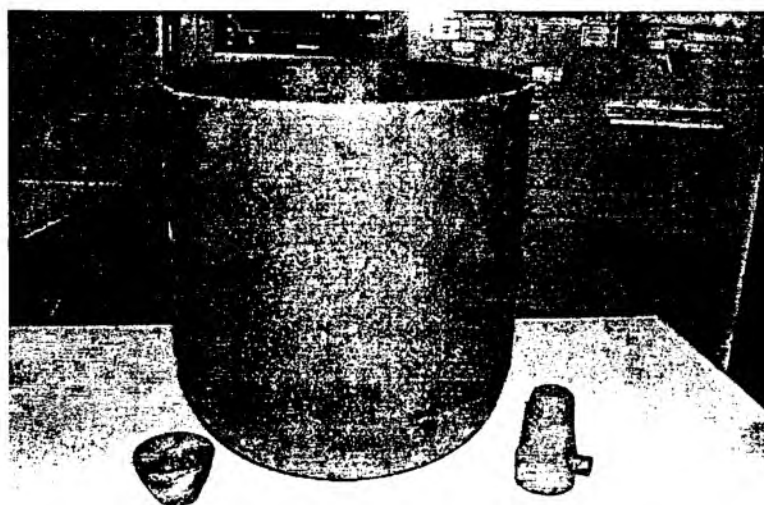


Рис. 1. Тигель из нитрида кремния ($d=320$ мм) для выращивания монокремния.
Для сравнения представлены тигель ($d=40$ мм) и насадка для горелки.

ков для транспортировки раскаленного базальта. Расплавленный базальт (1723 К), сильно насыщенный щелочью, в результате химической реакции и высокой температуры, растворяет при своем движении все материалы, с которыми соприкасается, даже при их интенсивном охлаждении [8]. Нитрид кремния тоже растворяется базальтом, однако заметное растворение начинается, когда температура в месте контакта лотка с расплавленным базальтом выше 1273 К. В случае нитрида кремния этот процесс существенно замедляется, если лотки охлаждать проточной водой. Из-за большой теплопроводности нитрида кремния лотки будут разогреваться не выше 973 К, что снизит скорость растворения материала лотка и, следовательно, увеличит ресурс работы лотков.

Стойкость применяемых до сих пор лотков из легированных сверхтвердых сплавов составляет $25-30$ суток непрерывной работы при интенсивном охлаждении (это создает существенные дополнительные расходы, увеличивая при этом конечную стоимость продукции). Лотки из нитрида кремния выдерживают без охлаждения минимум 10 суток непрерывной работы, а при охлаждении срок службы значительно увеличивается (до 60 суток).

Широкое применение находят изделия из нитрида кремния на заводах, работающих с жидким стеклом, в частности, на электроламповом заводе (г. Майли-Суу). К таким изделиям относятся мундштуки в сборе с системой вращения, бушинги, форсунки для подачи раскаленного газа, райберы для развальцовки стеклянных изделий и т.д. Все эти изделия в настоящее время изготавливают в России из высоколегированного

дорогого сплава. Внедрение изделий из нитрида кремния взамен вышеперечисленных позволит стекольной промышленности быть независимой от поставок высоколегированных специальных сплавов. Кроме того, при монтаже и демонтаже изделий, изготовленных из нитрида кремния, не потребуется специального оборудования, так как вес получаемых изделий в $5-10$ раз меньше, чем металлических, за счет легкости самого материала (плотность нитрида кремния равна $2,3$ г/см³, а плотность металла равна $8,8$ г/см³) и за счет возможности получения полых изделий, значительно облегчающих конструкцию, в то время как металлические изделия всегда делаются цельными. Все это значительно упрощает процесс эксплуатации конструкций.

Изделия из нитрида кремния можно с большим успехом использовать при переработке золота: плавке и аффинаже (рис. 2). Это обусловлено тем, что нитрид кремния не смачивается золотом, следовательно, не будет потерь при плавке золота и его соединений в емкостях из нитрида кремния. В то же время само золото при плавке в изделиях из нитрида кремния становится чище за счет ухода в поры легких примесей (можно получить пористость материала до $25-30\%$).

С таким же успехом изделия из нитрида кремния могут использоваться при работе с серебром и его сплавами.

Еще одна область применения изделий из нитрида кремния – использование их в качестве крепежного материала для графитовых нагревателей в высокотемпературных вакуумных печах, т.к. изготавливаемые в настоящее время болты из графита для крепления нагревателей



Рис. 2. Изделия из нитрида кремния для аффинажа золота и литья эталонных золотых слитков.

быстро выходят из строя из-за небольшой прочности графита. Если же эти болты сделать из нитрида кремния, то они будут стоять до тех пор, пока стоят графитовые нагреватели. При этом следует отметить, что будет происходить упрочнение нитрида кремния за счет образования поверхностного слоя из карбида кремния. Чистый нитрид кремния можно использовать в качестве изоляционного материала для работы при температурах выше 1573 К, когда обычные диэлектрики уже не работают и начинают выгорать.

Широкое применение в настоящее время могут найти изделия из нитрида кремния в качестве чехлов для термодар при плавке металла и чехлов для термодар на тепловых станциях, где требуется не только высокотемпературная, но и механическая стойкость. Предварительные испытания показали перспективность их применения.

Изделия из нитрида кремния могут применяться как экологически чистое вещество для пищевой промышленности в качестве футеровки жарочных и сушильных шкафов, т.к. при нагреве даже до предельных температур нитрид кремния выделяет только безвредный азот.

Литература

1. Жеенбаев Ж.Ж., Макаров В.П., Беляева А.Л., Беляев А.Н. Термостойкая керамика и способ

изготовления изделий // Кыргызпатент. № 85. 20.03.1995.

2. Касмаматов Н.К., Курбанов К.Р., Макаров В.П.. Способ изготовления керамокомпозиционных изделий из отходов кремния // Кыргызпатент. № 1203. 21.04.2008.
3. Макаров В.П., Каныгина О.Н., Котляр Т.А. Карбидизация нитридкремниевой керамики. // Сб.научных трудов КРСУ. Физика. Вып. 3. Бишкек, 2000. С.79–81.
4. Макаров В.П., Пархоменко Ю.Ф. Нитриды – материалы будущего // Газета Бизнесмен. № 20, июнь, 1998.
5. Макаров В.П. Технологические особенности получения большеобъемных изделий из материала на основе нитрида кремния (Si_3N_4) // Сб. научных трудов КРСУ. Физика. Вып.3. Бишкек, 2000. С.82–83.
6. Жеенбаев Ж.Ж., Макаров В.П. Влияние карбидной фазы на термические и механические свойства нитридкремниевой керамики. // Сб.докладов Международного семинара «Конверсионный потенциал Кыргызской Республики и проекты МНТЦ». 1998. Ч.2. Кыргызская Республика. С.23–32.
7. Кремний // Сб.статей / Перевод под ред. Петрова Д.А. М. Иностранная литература, 1960. 436 с.
8. Андриевский Р.А. Порошковое материаловедение. М., 1991. 180 с.

МЕХАНИЗМЫ И ПРОЦЕССЫ, ПРОТЕКАЮЩИЕ ПРИ РЕАКЦИОННОМ СПЕКАНИИ ШЛАМОВЫХ ОТХОДОВ КРЕМНИЯ В СРЕДЕ АЗОТА

Н.К. Касмамытов

Рассматриваются процессы, протекающие при реакционном спекании шламовых отходов кремния в газовой среде азота и механизмы формирования микроструктуры керамокомпозиционных материалов.

MECHANISMS AND PROCESSES, FLOW BY REACTION SINTERING SLUDGE WASTE SILICON IN SURROUNDINGS OF NITROGEN

N.K. Kasmamytov

In article examine (consider) processes, flow by reaction sintering sludge waste silicon in surroundings of nitrogen and mechanisms forming microstructure ceramic-compositional materials.

В работах [1,2] была разработана комплексная технология получения керамокомпозиционных материалов на основе нано- и ультрадисперсных шламовых отходов кремниевого производства. Заключительной технологической стадией получения нано- и ультраструктурированного керамокомпозиционного материала (НУКМ) является реакционное спекание, в процессе которого формируются окончательная микроструктура и физико-механические свойства материала. Детально формирование структуры НУКМ рассматривается в работах [3–5].

Целью настоящей работы является изучение механизмов и процессов, протекающих при реакционном спекании нано- и ультрадисперсных шламовых порошков кремния в среде азота.

В реальных условиях реакционного синтеза шламовых порошков кремния в среде азота протекает ряд физико-химических процессов.

Выявить механизмы формирования структуры (зарождения и роста кристаллов) НУКМ с учётом всех протекающих процессов при реакционном синтезе шламового кремния с азотом и определить вклад каждого физического и химического процесса в отдельности при их реакционном спекании не всегда представляется возможным.

Во-первых, это связано с тем, что процессы диффузионного массопереноса при реакционном спекании кремния и азота с образованием кристаллов нитрида кремния связаны с изменением плотности.

Во-вторых, изменение плотности обуславливается многими высокотемпературными процессами, различными по своей природе. Это такие процессы, как абсорбция, образование твёрдого раствора различными диффузионными механизмами, взаимное скольжение элементов структуры относительно друг друга с образованием новой кристаллической решётки большего объёма, вязкое течение, рекристаллизация и перенос вещества через газовую фазу, кристаллохимическое превращение, образование оксидных включений, перераспределение примесных элементов и др.

В-третьих, в процессе реакционного синтеза НУКМ на основе нитрида кремния происходит теплообмен между частицами кремния и газовой средой азота. Причем процесс теплообмена на определённых стадиях реакционного синтеза сопровождается диффузионным массопереносом и усложняется фазовыми и химическими превращениями, которые зависят от химического и фазового состава исходного порошка шламового кремния, размеров частиц кремния, их дисперсности, от температурных и временных выдержек синтеза, а также давления азота. Из всех вышеперечисленных факторов, влияющих на механизм формирования структуры реакционного керамокомпозиционного материала на основе нитрида кремния, основополагающую роль играют диффузионные механизмы массопереноса и фазовое превращение, имеющее место при реакционном синтезе порошков кремния в среде азота.

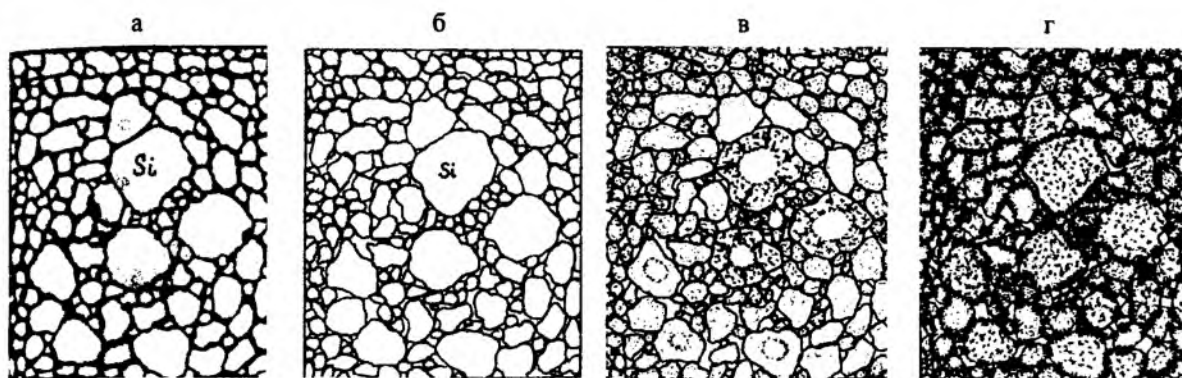


Рис. 1. Эволюция формирования структуры НУКМ в процессе реакционного спекания:

- а) исходная микроструктура НУКМ до выпарки пластифицирующей связки (светлые – ультрадисперсные частицы кремния, темная межчастичная фаза– термопластическая связка);
 б) микроструктура НУКМ после полной выпарки пластифицирующей связки (частицы кремния и межчастичные капиллярно-открытые поры);
 в) диффузионное формирование насыщенных твёрдых растворов Si-N и Si-N-C на поверхности частиц кремния (стадия неполного диффузионного насыщения крупных частиц кремния атомами азота);
 г) образование зародышей и рост нанонитевидных кристаллов на поверхности частиц кремния в областях межчастичных контактов с формированием прочного межчастичного нитевидного каркаса. На этой стадии крупные частицы кремния насыщаются азотом с формированием твёрдых растворов с последующим их кристаллохимическим превращением с образованием нитрида и карбонитрида кремния.

Итак, в условиях реакционного синтеза в результате диффузионного массопереноса ионизированные атомы азота и углерода проникают в кристаллическую решётку кремния с образованием твёрдых растворов Si-N и Si-N-C. Далее (в процессе реакционного спекания шламового кремния с азотом) в сформировавшихся твёрдых растворах путём кристаллохимического превращения образуются нитридокремниевые фазы β -Si₃N₄, а также нестехиометрические карбонитриды кремния переменного состава β' -Si₃(C_xN_y)₄.

На основе ранее проведенных исследований [6] по выявлению механизмов спекания в многокомпонентных порошковых системах и полученных результатов исследования формирования их структуры был сделан обобщающий анализ о протекающих механизмах спекания многокомпонентного шламового кремния с азотом.

На рис.1 а–г приведена схематическая картина эволюции формирования нитридокремниевое кристаллического каркаса в НУКМ на начальной стадии (950–1150°C) реакционного синтеза шламового кремния с азотом. Образование в микроструктуре прочного нитридокремниевое кристаллического каркаса между более крупными частицами кремния, которые представляют собой «лес» нано- и ультранитевидных кристаллов нитрида и карбонитрида кремния. Эти выросшие нитевидные кристаллы не дают возможности осуществиться усадке спечённым изделиям НУКМ на начальной стадии

спекания, а также и на последующей стадии спекания, так называемой лавинообразной реакции (которая проявляется в интервале температур 1220–1320°C).

Под начальным реакционным синтезом нитридокремниевое керамокомпозиционного материала следует понимать диффузионный процесс через газовую фазу с образованием нано- и ультранитевидных кристаллов в межчастичном пространстве при температурах от T=950°C до T=1150°C и их развитие до структурно-взаимосвязанного межчастичного каркаса в виде «леса» нанонитевидных кристаллов нитрида и карбонитрида кремния путем фазового кристаллохимического превращения.

Основным механизмом формирования структуры НУКМ на начальной стадии реакционного синтеза является массоперенос за счёт диффузионных процессов с преобладанием двух основных диффузионных механизмов: вакансионного механизма с элементами замещения атомов кремния атомами азота и механизмом непрямого перемещения атомов азота по междоузельной конфигурации кристаллической решётки кремния. Первоначально массоперенос осуществляется через газовую фазу, осаждением атомов азота на поверхность частиц кремния с дальнейшей диффузией атомов азота в кристаллическую структуру кремния. Ионизированные атомы азота диффундируют в поверхностные области частиц кремния за счёт химической адсорбции. При дальнейших повышении тем-

пературы синтеза, когда в реакцию вступают более крупные частицы кремния, превалирующую роль в процессе переноса атомов азота в кристаллическую структуру кремния начинают играть поверхностная и зернограничная, вязкого течения, а также объёмная диффузии.

В момент, когда реакция в НУКМ протекает «лавинообразно», действуют одновременно все виды диффузионных механизмов спекания.

Процессы взаимодействия твёрдофазного кристаллического кремния с газообразным азотом можно представить в виде следующих основных стадий:

- поглощение (химическая адсорбция) ионизированных атомов азота активной поверхностью кристаллического кремния;
- диффузионный массоперенос (через газовую фазу) ионизированного атома азота в глубь поверхности частиц кремния при давлениях выше атмосферного ($P=1,25-1,45$ атм.);
- диффузионное насыщение поверхностного слоя частиц кремния атомами азота с образованием твердого раствора Si – N;
- образование зародышей (центров), образующихся на активной части поверхности частиц кремния в областях межчастичных контактов с последующим их ростом через газовую фазу;
- на более поздних этапах, когда проявляется лавинообразный синтез, происходит образование нитевидных кристаллов внутри насыщенного твёрдого раствора Si – N частицы кремния путем кристаллохимического процесса. Причём на этом этапе одновременно проявляются все механизмы массопереноса через газовую фазу, поверхностную, объёмную, зернограничную диффузии, а также вязкого течения;
- твёрдофазные реакционные превращения сопровождаются явлениями полиморфизма, изоморфизма и полипитией;
- процесс образования нитевидных кристаллов не одномоментный, они образуются на протяжении всего термовременного синтеза от начальной стадии реакционного спекания до конечной стадии лавинообразной реакции. Кристаллы нитрида кремния, образовавшиеся на ранних стадиях, подвергаются рекристаллизационному росту.

При начальных температурах синтеза перенос атомов через газовую фазу имеет место при испарении вещества и конденсации его на развитой поверхности частиц и в областях межча-

стичных контактов. Такой массоперенос возникает из-за различной упругости паров вещества над этими поверхностями, обусловленный их различной кривизной в местах соприкосновения частиц. Перенос через газовую фазу вещества увеличивает межчастичные контактные связи, и прочность сцепления частиц способствует изменению формы пор, но не изменяет плотности образцов при спекании. В этом случае усадка в образцах НУКМ отсутствует. Атомы азота диффундируют через газовую фазу на поверхность частицы кристаллического кремния, где активно начинает проявляться направленная поверхностная диффузия атомов вглубь частицы кремния (см. рис. 1–в). На этом диффузионном этапе, когда атомы азота путем диффузии проникают вглубь объёма частицы кремния, активно проявляются механизмы зернограничной и объёмной диффузии атомов азота.

В местах контактов между поверхностями кристаллических частиц кремния, а также на поверхностях пор, в первую очередь, создается требуемый по насыщенности твёрдый раствор Si-N либо Si-N-C, который при начальных температурах (950–1150°C) реакционного спекания превращается в нитевидные кристаллы нитрида кремния.

Известно [7,8], что при спекании частиц по объёмному механизму происходит сокращение суммарного объёма пор, которое, как правило, сопровождается уменьшением геометрических размеров изделия, обусловленное явлением усадки. Движущей силой процесса усадки при спекании является стремление порошковой системы к уменьшению поверхностной энергии, что возможно только при сокращении суммарной поверхности частиц порошка. По этой причине практически все порошковые системы с развитой поверхностью уплотняются при спекании и подвергаются усадке, которая приводит к уменьшению первоначальных размеров спекаемых изделий.

Следует отметить, что для ультрадисперсных порошков процесс усадки изделий при спекании проявляется ещё более интенсивно (чем у традиционных порошков), уменьшая размеры спечённых изделий.

Совершенно другую картину мы наблюдаем при реакционном синтезе нано- и ультрадисперсных частиц кремния в газовой среде азота. С одной стороны, процесс реакционного синтеза НУКМ сопровождается консолидационным уплотнением образцов, критерием которого является уменьшение пористости или увеличение

плотности спечённых образцов НУКМ за счёт образования новой фазы, поскольку объём образующейся кристаллической ячейки нитрида кремния на 36% больше, чем объём исходной кристаллической решётки кремния. С другой стороны, в реакционно-спечённых образцах НУКМ практически не наблюдается усадка. Отсутствие усадки в реакционно-спечённых изделиях НУКМ объясняется образованием первичного прочного кристаллического каркаса нанонитевидных кристаллов нитрида кремния на начальной стадии спекания ($T=950\text{--}1150^\circ\text{C}$), которые не позволяют спекаемому образцу НУКМ произвести усадку при последующем росте температуры спекания до $T=1320^\circ\text{C}$, когда проявляется лавинообразная реакция с большим выделением тепла.

Диффузия атомов азота в частицы кремния осуществляется только в том случае, если будет выполняться условие диффузионного процесса для формирующейся системы – она должна быть более устойчива в энергетическом отношении (т.е. должна обладать меньшей свободной энергией), чем механическая смесь исходных компонентов. Это условие может быть выполнено, если в результате диффузии возрастёт статистический вес атомов азота в частицах кремния, обладающих стабильными конфигурациями локализованной части валентных электронов. При диффузии атомов азота возможна передача его атомами одного валентного электрона атому кремния с образованием гибридной sp^3 – конфигурации, либо приём атомами азота валентных электронов кремния с образованием гибридной sp^3 конфигурацией или более устойчивой (стабильной) s^2p^6 – конфигурацией. Эти ковалентные связи обусловлены электромагнитным притяжением (обобществлением) валентных электронов ближайших соседних атомов и характеризуются выраженной направленностью. Можно отметить, что атомы азота могут отдавать легкоподвижный электрон кремнию, поскольку энергия активации диффузии атомов азота в кремний несколько выше, следовательно, преимущественна диффузия атомов азота в частицы кремния. Обычно диффузия атомов азота в кристаллический кремний возрастает с повышением энергии активации, так как высокие значения энергии активации соответствуют образованию на поверхности частицы кремния не очень высокого статистического веса атомов азота со стабильными конфигурациями, причём последние относительно легко могут быть нарушены. Это способствует продолжению и развитию процесса диффузии атомов азота вглубь

частицы кремния. Практически за счёт такого нарушения электронных стабильных конфигураций при температуре $900\text{--}1050^\circ\text{C}$ образуются «твёрдые растворы» азота в кремнии с невысоким статистическим весом атомов азота, которые способствуют дальнейшему диффузионному проникновению вглубь частиц кремния. При более высоких температурах диффузия атомов азота в кремний приобретает насыщенный характер по всему сечению частицы кремния и устанавливается равновесная концентрация. При температурах спекания $1220\text{--}1320^\circ\text{C}$ в более крупных частицах Si в результате диффузионного образования равновесной концентрации азота в кристаллической матрице частиц кремния приводит их к кристаллохимическому фазовому превращению в нитрид кремния.

Следует отметить, что температурно-временной интервал, в котором происходит фазовое превращение, т.е. формируются кристаллы НУКМ, довольно широк. Температурный интервал составляет $350\text{--}450^\circ\text{C}$, а продолжительность времени перехода вещества в реакционный нитрид кремния составляет интервал от нескольких десятков часов до нескольких суток. Это обусловлено рядом причин, а именно исходной дисперсностью частиц, их размерами и их дефектностью, химической чистотой вступающих в реакцию фаз (азота и кремния), наличием необходимого количества катализатора реакции, давления подаваемого азота в реакционную камеру печи, массового содержания изделий в реакторе и другие.

С одной стороны, длительная температурно-временная выдержка при реакционном спекании НУКМ имеет позитивный характер при структурообразовании нитридной фазы. В результате длительных выдержек происходит процесс определённого выравнивания химического состава и устранение концентрационных неоднородностей в поперечном сечении частиц кремния и керамокомпозиционного изделия в целом, что приводит к формированию относительно однородной макро- и микроструктуры.

С другой стороны, при длительных выдержках происходят нежелательные рекристаллизационные процессы, сопровождающиеся укрупнением нитевидных кристаллов нитрида кремния, которые могут вызвать определённое понижение физико-механических свойств изделий НУКМ.

Однако при реакционном спекании НУКМ не происходит сверхбольшого укрупнения кристаллов нитрида кремния. Последнее связано с тем, что на рост нанонитевидных кристаллов

нитрида кремния очень влияет пористость исходных образцов, а также дисперсные фазы в виде включений (SiC , $\text{Si}_2(\text{NO})_2$ и др.), которые являются стопорами роста нитевидных кристаллов.

Таким образом, механизм реакционного синтеза НУКМ в общем случае сводится к диффузии атомов азота и углерода в глубину частицы кремния с образованием твёрдых растворов двух типов Si-N и Si-C-N . При достижении оптимальной реакционной температуры насыщенные твёрдые растворы претерпевают фазовое превращение с образованием нитридной фазы $\beta\text{-Si}_3\text{N}_4$ и карбонитридной фазы $\beta' - \text{Si}_3(\text{C}_x\text{N}_y)_4$, а также карбида кремния SiC .

Механизм кристаллохимического превращения, с точки зрения электронных конфигурационных оболочек, может быть объяснен тем, что у атома азота конфигурация валентных электронов имеет вид S^2P^3 , и в процессе азотирования кремния азот может либо достраиваться до конфигурации S^2P^6 , либо отдавать электроны кремнию с образованием SP^3 – конфигураций. В зависимости от режима реакционного спекания кремния в среде азота, возможно двоякое образование фаз атомами азота и кремния с электронными конфигурациями SP^3 или S^2P^6 . Соотношение статистического веса обеих конфигураций на различных стадиях спекания, т.е. при некоторых вполне определенных температурно-временных режимах реакционного спекания, может колебаться в широких пределах – от практически 100% конфигураций SP^3 с образованием структуры сфалерита до практически 100% конфигураций S^2P^6 с образованием структуры вьюрцита.

Таким образом, можно отметить, что формирование структуры НУКМ при реакционном синтезе протекает под действием следующих основных физико-химических процессов:

- за счёт теплообмена между ультрадисперсными частицами кремния в пористом изделии НУКМ и газовой средой-азотом, вызывающего быстропротекающие экзотермические процессы;
- диффузионного массопереноса;
- процессы теплообмена и массопереноса усложняются фазовыми и химическими превращениями, которые зависят от химического и фазового состава исходных мате-

риалов, их дисперсности, количественного соотношения их в изделии.

Таким образом, исследование показало, что формирование структуры НУКМ при реакционном спекании обусловлено диффузионно-химическим механизмом. Он включает в себя диффузионные механизмы переноса вещества с образованием твёрдых растворов и кристаллохимический синтез, который сопряжен рядом этапов, а именно, адсорбцией азота на поверхность кремния, диффузионным проникновением в глубь частицы, образованием зародышей нитридной фазы и собственно химическое реагирование.

Литература

1. Касмамытов Н.К. Особенности технологии получения нано- и ультраструктурированных керамокомпозиционных материалов на основе шламовых отходов кремния // Известия НАН КР. 2009. №1. С. 57–68.
2. Касмамытов Н.К., Макаров В.П., Курбанов К.Р. Способ изготовления керамокомпозиционных изделий из отходов кремния // Кыргызпатент KG 1203 C1 (C04B 35/58). 2009. 4 с.
3. Касмамытов Н.К., Мураталиева В.Ж. Рентгеноструктурные исследования реакционно-спечённых керамокомпозиционных материалов // Известия Кыргызского государственного технического университета. 2009. №17. С.271–275.
4. Касмамытов Н.К. Микрорентгеноспектральные исследования керамокомпозиционных материалов // Вестник КРСУ. 2010. Т. 10. №5. С.116–122.
5. Касмамытов Н.К., Макаров В.П., Гудимов Н.В. Размеры нано- и ультранитевидных кристаллов в реакционно-спечённых керамокомпозиционных материалах // Бишкек: Физика. 2010. №1. С.91–96.
6. Andrievskii R.A., Kasmamytov N.K. Model Sintering Investigation of Spherical HSS Powders// Magazine: Powder Metal International. 1993. V.25. №6. P.275–279.
7. Андриевский Р.А., Спивак И.И. Прочность тугоплавких соединений и материалов на их основе. Справочник // Челябинск: Metallurgia. 1989. 367 с.
8. Андриевский Р.А. Порошковое материаловедение // М.: Metallurgia. 1991. 293 с.

СИНТЕЗ И ЭКСПЛУАТАЦИОННЫЕ СВОЙСТВА КЕРАМИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ, ИЗГОТОВЛЕННЫХ ИЗ ШЛАМОВЫХ ОТХОДОВ КРЕМНИЯ

Н.К. Касмамытов

Описан термо-временной режим реакционного синтеза нано- и ультрадисперсных шламовых порошков кремния в среде азота. Данные режимы спекания позволяют получить нано- и ультраструктурированные керамокомпозиционные материалы (НУКМ) на основе нитрида и карбонитрида кремния. Рассмотрен механизм реакционного спекания НУКМ. Исследованы механические, термостойкие и физико-химические свойства НУКМ.

SYNTHESIS AND EXPLOITATION PROPERTIES OF CERAMIC MATERIALS, PRODUCE FROM SILICON SLUDGE WASTE

N.K. Kasmamytov

Full thermo-timing loop of a reactionary synthesis of nano- and ultra-dispersed silicon waste powders in nitrogen environment is described in this work. The given sintering modes allow to receive nano- and ultra-structured ceramic-compositional materials (NUCM) on the base of nitride and Si carbonitride. The mechanism of NUCM reactionary sintering is examined. Mechanical, heat-resistant and physic-chemical properties of NUCM were analyzed.

В настоящее время рациональное использование вторичных ресурсов кремниевого производства приобретает в Кыргызской Республике все большую актуальность, поскольку это связано с развитием не только полупроводниковой промышленности, но и керамического производства нитрида кремния на основе отходов кремния. НУКМ является перспективным материалом. ВНУКМ имеет повышенные физико-химические свойства за счёт формирования прочно взаимосвязанных нано- и ультрамелких кристаллов β - Si_3N_4 и β' - $\text{Si}_3(\text{C}_x\text{N}_y)_4$, работе [1] описана технология его получения.

Материал и методика эксперимента

Исходным сырьём реакционно-спекённых НУКМ являлся шламовый отход кремния [1,2]. Опытные изделия НУКМ изготавливались по технологии [1]. Для определения предела прочности на сжатие изготавливались цилиндрические образцы НУКМ $d=4,5$ см и $h=5$ см. Для исследования термостойкости изготавливались трубки НУКМ $d=2,5$ см, $l=40$ см и толщиной стенок $h=5$ мм. Исследование термостойкости трубок НУКМ проводили при $T=1650^\circ\text{C} - 5$ ч. в потоке аргона ($v=500$ л/ч) на промышленной установке «Редмет-30» на Кыргызском химико-металлургическом заводе. Для исследования химических свойств НУКМ были изготовлены пря-

моугольные образцы размерами $5 \times 5 \times 45$ мм. Эти образцы подвергли действию раствора плавиковой кислоты при двух различных концентрациях: с HF 45,6% и HF 12% в течение 10 минут для каждой, а также в других кислотах. Опытные образцы НУКМ взвешивались на аналитических весах до и после воздействия кислот.

Результаты эксперимента и обсуждение

На рис. 1 в виде схемы показан полный режим реакционного синтеза НУКМ, который условно можно разделить на пять термо-временных участков для удобства описания процессов, происходящих при реакционном синтезе.

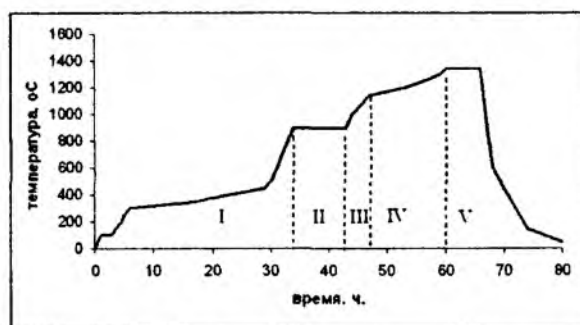


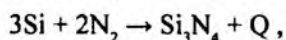
Рис. 1. Режим реакционного спекания НУКМ.

На участке I при температурах нагрева $50-100^\circ\text{C}$ происходит обезвоживание и обиль-

ное газовыделение за счёт испарения наиболее легкоплавкого компонента остаточного пластификатора, поверхностно-активного вещества и влаги из шликерных образцов НУКМ. Удаление остаточного пластификатора из изделий НУКМ и камеры реактора проводится при ступенчатом повышении температуры вплоть до 900°C.

На участке II температура в реакторе поддерживается равной 900°C в течение определённого времени для достижения равномерного прогрева НУКМ по всему объёму, а также для протекания процессов рафинирования и гомогенизации. Установлено, что при температуре 900°C частицы ультрадисперсного шламового кремния практически не припекаются друг к другу и усадка в образцах не обнаруживается, т.е. изделия не изменяют свою форму, размеры и пористость. В конце этой температурной выдержки в реактор печи медленно напускается азот до образования в реакторе давления $P=1,45 \times 10^5$ Па.

На участке III при температурах 950–1050°C в НУКМ протекает «первичная» реакция между кремнием и азотом (по интенсивности она незначительная). В результате первичной реакции кремния и азота давление в камере печи падает на несколько пунктов $\Delta P = 0,1-0,6 \times 10^5$ Па. При температурах 950–1050°C в реакцию вступают мельчайшие частицы кремния в порядке возрастания размеров частиц от 10 до 50 нм. Учитывая, что массовое содержание таких размеров частиц кремния мало в НУКМ, реакция между кремнием и азотом протекает определённое время и впоследствии останавливается. Отметим, что реакция происходит в местах контакта частиц кремния и на развитых поверхностях частиц порового пространства. В более крупных частицах кремния (размеры которых 100–500 нм) в температурной области 950–1050°C реакция не происходит. Отсутствие реакции объясняется ещё недостаточным диффузионным насыщением этих частиц кремния азотом. Дальнейшее повышение температуры спекания в интервале 1050 – 1100°C приводит к более ощутимому уменьшению давления азота в камере реактора, что вызвано вступлением в реакцию новых более крупных частиц кремния. Аналитически кристаллохимическую реакцию между кристаллическим кремнием и азотом можно записать в виде:



где Q – выделяющаяся теплота в процессе реакции.

Давление азота в камере реактора поддерживается в интервале $P=1,25-1,45 \times 10^5$ Па, причём

напуск азота осуществляют очень медленно, чтобы температура в реакторе не понизилась. Если реакция при температуре 1100°C с течением определённого времени останавливается, то температуру вновь повышают с 1100 до 1150°C. В этом случае возможно продолжение реакции либо она может отсутствовать. Неадекватность протекания процесса реакции при этих температурах связывается с фракционным составом (либо отсутствием определенных по размеру частиц кремния, либо их наличием) в исходных образцах НУКМ.

На участке IV (1220–1320°C) происходит «лавинообразная» реакция между частицами кремния и азотом. В камеру реактора через каждую минуту-две напускается азот для того, чтобы поддерживать давление в камере реактора в пределах от $P=1,25 \times 10^5$ до $P=1,45 \times 10^5$ Па. В интервале температур 1220–1320°C реакция протекает с высокой скоростью.

Не дожидаясь сильного спада реакции и её остановки поднимают температуру спекания на следующий интервал температурный 1280°C–1320°C, при этом давление в камере поддерживают равным $P=1,45$ атм. Спустя определённое время выдержки реакция начинает спадать и возможно её прекращение. Для того чтобы убедиться, что реакция всех частиц кремния с азотом протекла полностью, поднимают температуру выше $T=1350^\circ\text{C}$ предварительно установив постоянное давление в реакторе равным $P=1,45$ атм. Если при повышении температуры выше 1360°C давление в реакторе начинает возрастать выше $P=1,45$ атм, то считают, что химическая реакция во всех частицах кремния завершилась с образованием нитрида кремния.

На участке V проводят охлаждение реактора печи вместе с изделиями НУКМ. Вначале охлаждают до температуры $T=600^\circ\text{C}$ в течение 1 часа, после чего нагрев печи отключают и изделия вместе с печью остывают до комнатной температуры.

Исследование формирования структуры НУКМ [1, 3–5] при различных термо-временных режимах реакционного спекания позволило выявить общий характер его структурообразования.

Нанонитевидные кристаллы нитрида кремния растут через газовую фазу по закону наиболее плотнейшей упаковки, образуя прочный наноструктурированный каркас между более крупными частицами кремния в виде леса нанонитевидных кристаллов нитрида кремния.

Образовавшийся между частицами кремния прочный нано- и ультраструктурированный каркас нитевидных кристаллов нитрида кремния

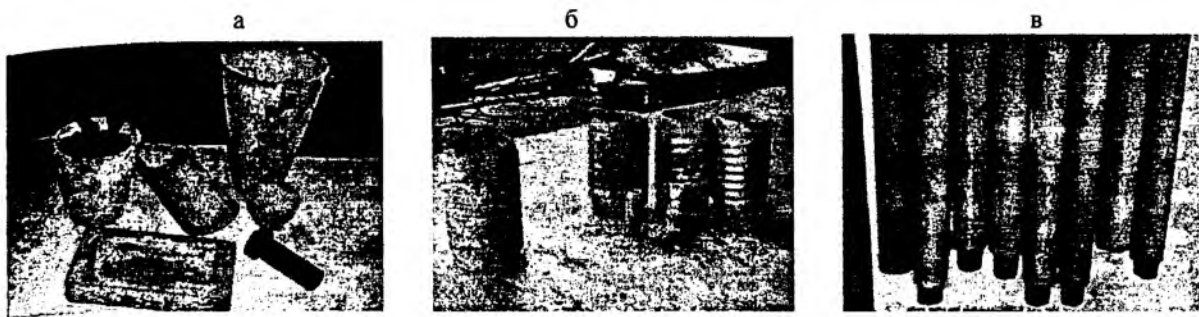


Рис.2 а–в. Различные изделия НУКМ, синтезированные из шламовых отходов полупроводникового кремниевого производства.

по всему объёму НУКМ не даёт осуществиться усадке искомым образцов при лавинообразной реакции (в интервале температур $T=1220-1320^{\circ}\text{C}$). Такое формирование структуры НУКМ приводит к тому, что исходные шликерные изделия НУКМ не изменяют свою первоначальную форму и размеры после реакционного спекания. Это, в свою очередь, исключает дорогостоящие механические операции резки и шлифовки до требуемых размеров конечных спечённых изделий.

На начальной стадии реакционного спекания НУКМ массоперенос осуществляется через газовую фазу, осаждением атомов азота на поверхность частиц кремния с дальнейшей диффузией атомов азота в кристаллическую структуру кремния путём вакансионного механизма с элементами замещения атомов кремния атомами азота и механизмом непрямого перемещения атомов азота по междоузельной конфигурации кристаллической решётки кремния [1]. Азот диффундирует в приповерхностные области частиц кремния за счёт химической адсорбции. При дальнейших повышениях температуры спекания, когда в реакцию вступают более крупные частицы кремния, больший вклад в процесс диффузии начинают проявлять поверхностная, зернограничная, объёмная диффузии, а также вязкое течение. В момент, когда реакция в НУКМ протекает «лавинообразно», действуют все виды диффузионных механизмов спекания (объёмная, зернограничная, поверхностная, вязкое течение и через газовую фазу), причём одновременно. Выявить вклад того или иного механизма не представляется возможным.

Общие закономерности механизма взаимодействия твёрдофазного кристаллического кремния с газообразным азотом можно представить в виде следующих основных стадий:

- поглощение (химическая адсорбция) ионизированных атомов азота активной поверхностью кристаллического кремния;
- диффузионный массоперенос ионизированного атома азота в глубь поверхности

частиц кремния при давлениях выше атмосферного ($P=1,25 - 1,45$ атм);

- диффузионное насыщение поверхностного слоя частиц кремния атомами азота с образованием твёрдых растворов $\text{Si} - \text{N}$ либо $\text{Si} - \text{C} - \text{N}$ внедрения и замещения;
- образование зародышей (центров) нитевидных кристаллов нитрида кремния на поверхности частиц кремния и внутри насыщенного твёрдого раствора $\text{Si} - \text{N}$;
- рост нитевидных кристаллов нитрида кремния по законам наиболее плотнейшей упаковки шаров через газовую фазу;
- кристаллохимическое превращение, протекающее в твёрдой фазе путем взаимодействия диффундировавшего азота с кристаллическим кремнием.

Отметим, что образование и рост нанонитевидных кристаллов нитрида кремния протекает с самоорганизацией по закону наиболее плотнейшей упаковки шаров таким образом, что подавляющая часть примесных элементов оказываются не у дел, которые концентрируются в сложных оксидных включениях, причём группируются в порах и не имеют связи с основной кристаллической матрицей [1,5].

Представляло интерес исследовать предел прочности синтезированных НУКМ (имеющих пористость $P=31-33\%$) на сжатие при комнатной температуре. Предел прочности НУКМ составил порядка $\sigma=35-42$ кгс/мм². Для сравнения отметим, что традиционные РСНК с пористостью 18–24% (т.е., наноструктурированные) на основе $\text{Si}_3\text{N}_4 - \text{SiC}$ имеют значения предела прочности на сжатие при комнатной температуре $\sigma=20-24$ кгс/мм². Сопоставляя значения предела прочности РСНК и НУКМ, можно отметить, что у НУКМ прочность на сжатие приблизительно в 1,5–2 раза выше, чем у классической керамики РСНК, несмотря на то, что у НУКМ пористость больше на 9–10%, чем у РСНК. Такое увеличение предела прочности (в 1,5–2 раза) у НУКМ

по сравнению с классическим РСНК можно объяснить только наличием каркасной структуры НУКМ, представляющей собой «лес» самоармированных нано- и ультраструктурированных нитевидных кристаллов нитрида и карбонитрида кремния, имеющих между собой прочные химические связи в местах контактов, в которых отсутствует сегрегация примесных элементов [5]. Подавляющая часть примесей в НУКМ концентрируется в сложных оксидных включениях, которые не связаны с кристаллической матрицей.

Термостойкость изделий НУКМ, состоящих из высокотемпературных модификаций β - Si_3N_4 и β' - $\text{Si}_3(\text{C}_x\text{N}_y)_4$, выше, чем термостойкость классической РСНК, состоящей в основном из α - Si_3N_4 нитрида кремния, на 350°C . Воздействие на НУКМ температуры 1650°C – 5 ч в потоке аргона не выявило структурных и физико-химических изменений.

На рис.2 а–в представлены различные термостойкие керамические изделия НУКМ: болты, лотки и др. (а), стаканы для плавки драгметаллов и сопла для аргоновой сварки (б), чехлы термопар (в), которые были синтезированы по данной технологии.

При исследовании химических свойств было установлено, что опытные образцы НУКМ после воздействия на них плавиковой кислоты не изменяются по массе по отношению к исходному состоянию. Для сравнения отметим, что классическая керамика на основе нитрида кремния также имеет высокую химическую устойчивость к воздействию ряда кислот, кроме плавиковой кислоты.

Выводы

Исследования показали, что НУКМ имеют высокие значения предела прочности, термо-

стойкости и высокую химическую устойчивость во всех кислотах, включая плавиковую, и могут быть рекомендованы в качестве термостойких и жаропрочных материалов.

Повышенные значения физико-химических свойств НУКМ обусловлены двумя факторами:

- более сильными ковалентными связями между атомами в нитевидных кристаллах β - Si_3N_4 и β' - $\text{Si}_3(\text{C}_x\text{N}_y)_4$ по сравнению с α - Si_3N_4 ;
- формированием прочной взаимосвязанной каркасной матрицы, состоящей из нано- и ультраструктурированных нитевидных β - Si_3N_4 и β' - $\text{Si}_3(\text{C}_x\text{N}_y)_4$ кристаллов.

Литература

1. Касмамытов Н.К. Утилизация отходов кремниевого производства: технология, керамика, структура, свойства и применение, Бишкек: Белек-принт, 2010. 236 с.
2. Касмамытов Н.К. Морфология и технологические свойства шламовых отходов кремния // Вестник КРСУ. 2009. Т. 9. №11. С.157–161.
3. Касмамытов Н.К., Макаров В.П., Гудимов Н.В. Размеры нано- и ультранитевидных кристаллов в реакционно-спечённых керамокомпозиционных материалах // Бишкек: Научный журнал ИФТПиМ НАН КР: Физика. 2010. №1. С. 91–96.
4. Касмамытов Н.К., Мураталиева В.Ж. Рентгеноструктурные исследования реакционно-спечённых керамокомпозиционных материалов // Известия КГТУ им. И. Раззакова. Бишкек, 2009. №17. С.271–275.
5. Касмамытов Н.К. Микрорентгеноспектральные исследования структуры керамокомпозиционных материалов // Вестник КРСУ. Бишкек, 2010. Т.10. №5. С. 116–122.

ВЛИЯНИЕ ВНЕШНИХ ВОЗДЕЙСТВИЙ НА ПРОЧНОСТЬ СИНТЕТИЧЕСКОГО ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКОГО АЛМАЗА

Б.Д. Минбаева, Б.К. Хайдаров

Рассмотрено воздействие лазерного излучения и жидкого азота на поликристаллы синтетического алмаза. Показано, что при определенных режимах указанные воздействия приводят к увеличению прочностных характеристик алмаза.

EXTERNAL ACTIONS INFLUENCING THE STRENGTH OF SYNTHETIC POLYCRYSTALLINE DIAMOND

B.D. Minbaeva, B.K. Haydarov

Laser radiation and liquid nitrogen influence on polycrystals of synthetic diamond are considered in this article. It is shown, that at certain regimes the above mentioned actions reduce to increase of their strength characteristics.

Научно-технический и технологический прогресс в современных условиях немыслим без широкомасштабного применения синтетических алмазов (СА). Поэтому исследования влияния внешних воздействий на физико-механические свойства кристаллов СА, направленные на получение СА с заданными и улучшенными характеристиками, являются актуальными. Данная работа посвящена изучению влияния низких и высоких температур на механические свойства поликристаллов СА.

Получение, подготовка образцов и методика эксперимента. Исследования проводились нами на поликристаллах синтетического алмаза, полученных в аппаратах высокого давления типа наковальня с лункой и тороидом при давлениях порядка 7,7 ГПа и температурах 1400 ± 1500 К [1]. При этих термодинамических условиях устойчивости алмазной фазы синтезировались поликристаллические алмазы цилиндрической формы диаметром $\sim 4,0$ мм и высотой 3–5 мм. Порошковые образцы для исследований получались из этих поликристаллических образований путем механического дробления в специальной пресс-форме с последующей ситовой классификацией по зернистостям. С целью получения порошковых образцов с близкой к сфере формой их подвергали дополнительной овализации.

Исследования прочности алмаза очень затруднены вследствие сложности выбора метода и условий механических испытаний такого

сверхтвердого и хрупкого материала. Для наблюдения за изменениями прочностных особенностей порошков синтетического алмаза при воздействии жидкого азота (77 К) нами использовалась общепринятая методика испытания алмазных зерен [2]. Сущность метода заключается в определении значения статической нагрузки, разрушающей алмазные зерна, помещаемые между параллельными пластинами из высокотвердого материала. В качестве показателя прочности при этом используется разрушающая нагрузка. Испытания проводились на приборе ДА-2М конструкции Института сверхтвердых материалов НАН Украины.

Методика воздействия низкой температурой на исследуемые образцы поликристаллического СА заключалась в том, что они опускались в жидкий азот, находящийся в сосуде Дьюара, в пакете из эластичного материала и выдерживались от 1 до 30 минут с момента окончания кипения жидкого азота. После этого пакет с образцами вынимался из жидкого азота и отогревался до температуры окружающей среды. Измерение показателя прочности обработанных таким образом образцов поликристаллов СА проводилось при комнатной температуре по вышеописанному способу.

Высокотемпературная обработка порошков поликристаллического СА осуществлялась с помощью CO_2 -лазера непрерывного действия с длиной волн 1064,1 нм. Образцы облучались

лазерным излучением (ЛИ) в режимах, при которых были невозможны процессы графитизации алмаза и испарения металлической составляющей синтетического поликристаллического алмаза, приводящие к резкому ухудшению прочностных свойств СА. Диаметр пучка ЛИ равнялся 4 мм, время варьировалось от 20 до 30 сек и мощность от 2 до 39 Вт при атмосферном давлении.

Результаты эксперимента и их обсуждение. Ниже, в таблице представлены результаты измерений статической прочности на сжатие образцов поликристаллов СА типа природного карбонадо. В первом столбце указана зернистость порошков кристаллов, в мкм; во втором столбце – время выдержки образцов в жидком азоте (t), в минутах; в третьем столбце – разрушающая нагрузка (показатель прочности P), в Н; в четвертом столбце – разрушающее напряжение (σ), в ГПа, которое вычисляли по формуле

$$\sigma = P/S = P/(\pi D)^2,$$

где S – средняя площадь сечения поликристаллов СА для рассматриваемой фракции; $\langle D \rangle$ –

средний линейный размер поликристаллов для этой же фракции.

Различия в значениях разрушающей нагрузки для образцов каждой фракции указаны в таблице только для исходных образцов, не подвергавшихся криогенному воздействию. Как видно из приведенных данных, эти различия достигают 30–40% средних значений. Они связаны, прежде всего, с вариациями линейных размеров кристаллов в каждой фракции, достигающими 10–12%. Следовательно, только за счет «размерного фактора» значения разрушающей нагрузки кристаллов могут отклоняться от среднего значения на 20–25%. Отклонения могут быть связаны и с особенностями структуры, состава материала и с погрешностями измерений. Последние сведены до возможного минимума тем, что измерения в каждом случае проводились для 50 образцов, так что приведенные в таблице данные обобщают результаты измерений более чем 1700 образцов.

Зависимость коэффициента относительного упрочнения ($K_{\text{упр}}$) образцов поликристаллов СА, подвергнутых обработке в жидком азоте ($T=77$

Прочность поликристаллов СА различных фракций при различных временах выдержки в жидком азоте

Зернистость порошков поликристаллов СА, мкм	Время выдержки (t, мин.)	Прочность (P, Н)	Разрушающее напряжение (σ , ГПа)
630/500	0	80±36	0,27
	3	84	
	5	99	
	8	85	
	10	100	
	20	89	
	30	99	
500/400	0	57±20	0,28
	3	62	
	5	74	
	8	70	
	10	75	
	20	68	
	30	73	
400/315	0	36±10	0,28
	3	43	
	5	50	
	8	43	
	10	47	
	20	45	
	30	48	
250/200	0	15±5	0,30
	3	20	
	5	27	
	8	24	
	10	26	
	20	23	
	30	26	

К) в течение 5 минут, от среднего линейного размера алмазных зерен ($\langle D \rangle$) показана на рис.1. Величина $K_{упр}$ вычислялась по формуле:

$$K_{упр} = \frac{(P_{бор} - P_{исх.})}{P_{исх.}} \cdot 100\%, \quad (1)$$

где $P_{обр}$ и $P_{исх.}$ – показатели статической прочности обработанных в жидком азоте и исходных образцов, соответственно. Из этого рисунка видно, что во всех исследованных образцах наблюдается увеличение прочности. Однако это увеличение проявляется в разной степени у образцов с различными средними линейными размерами. С увеличением $\langle D \rangle$ алмазных зерен рост $K_{упр}$ уменьшается, а при уменьшении среднего линейного размера образца заметно $K_{упр}$ увеличивается, достигая 80% для алмазных зерен, у которых $\langle D \rangle = 225$ мкм.

Полученные результаты указывают на то, что существует тенденция к увеличению прочности порошковых образцов поликристалла СА при их обработке жидким азотом.

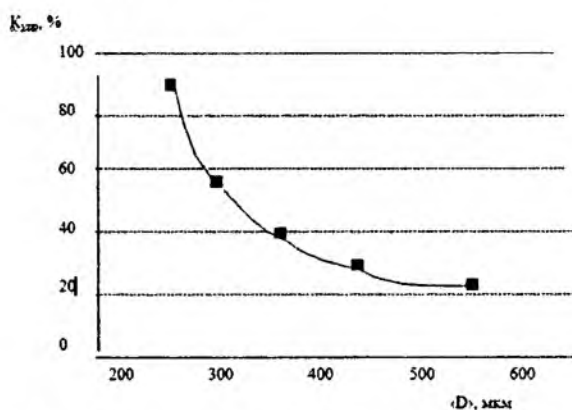


Рис.1. Коэффициент упрочнения поликристаллов СА различной зернистости после 5-минутной обработки в жидком азоте.

При обработке лазерным ИК-излучением выявлены оптимальные режимы обработки ЛИ порошков синтетического карбонадо с целью получения наибольшего эффекта воздействия ЛИ. Облучения проводились в следующих условиях: а) при постоянной мощности ЛИ варьировалось время облучения ($t_{обл.}$) и, наоборот, б) при постоянном $t_{обл.}$ изменялась мощность ЛИ. В результате обнаружено, что для каждой зернистости порошков поликристалла СА существуют свои режимы обработки ЛИ для достижения максимального увеличения показателя прочности. Дальнейшее увеличение мощности ЛИ и времени экспозиции приводило к сильному разупрочнению образцов, раскалыванию и разрушению зерна алмаза с образованием окарины

и графита. Поэтому дальнейшие эксперименты проводились при тех режимах, которые были близки к условиям достижения максимального увеличения разрушающего усилия для каждой зернистости исследованных порошков.

Величина $K_{упр}$ вычислялась по формуле (1). Коэффициент упрочнения облученных ЛИ порошков поликристалла СА различной зернистости представлен на рис.2.

Из графика на рис.2 видно, что у образцов, обработанных лазером, заметно повышение показателя прочности до 64% по сравнению с образцами в исходном состоянии. Закономерность в изменении коэффициента упрочнения в зависимости от зернистости порошков не наблюдается, хотя видна тенденция ослабления влияния ЛИ на $P_{обл.}$ с увеличением размера зерен порошка поликристалла СА.

Для образцов поликристалла СА цилиндрической формы были получены следующие значения предела прочности при одноосном сжатии (σ) до облучения $\sigma_{исх.} = 0,29$ ГПа, а после облучения ЛИ $\sigma_{обл.} = 0,35$ ГПа. Коэффициент упрочнения составляет около 20%, что соизмеримо с погрешностью определения σ . Такие низкие величины предела прочности цилиндрических поликристаллов СА можно объяснить не только наличием структурных, поверхностных дефектов и примесей, но и трудностью достижения строгой плоскопараллельности противоположных поверхностей образца, что существенно влияет на результат эксперимента. Полученные нами значения предела прочности поликристаллов СА по порядку величины совпадают со значениями σ , полученными в [3], для других видов поликристаллического алмаза.

$K_{упр}$, %

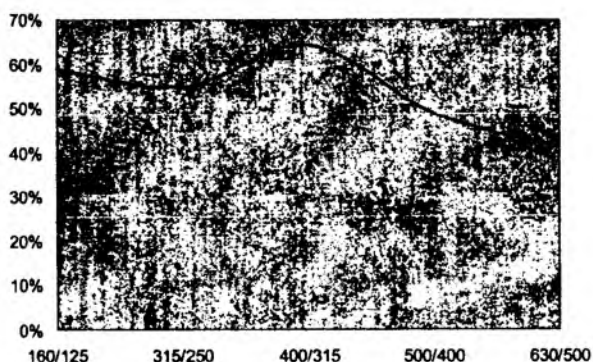


Рис.2. Коэффициент упрочнения поликристаллов СА различной зернистости после воздействия ЛИ.

Установлено упрочнение и уменьшение периода элементарной кристаллической решетки поликристаллических алмазов типа карбонадо

после криогенного воздействия в жидком азоте и ИК-лазерным излучением.

Увеличение прочности поликристалла СА можно объяснить тем, что синтетические поликристаллические алмазы состоят из собственно алмаза, металлической и графитовой фаз со значительно различающимися коэффициентами теплового расширения (КТР) и теплопроводностью (значения КТР никеля – $14 \cdot 10^{-6} \text{K}^{-1}$, хрома – $7,78 \cdot 10^{-6} \text{K}^{-1}$ и КТР алмаза – $1,2 \cdot 10^{-6} \text{K}^{-1}$) и изменениями параметров структурных дефектов. Обработка лазерным излучением поликристаллов СА при определенных режимах приводит к увеличению их прочностных характеристик и изменению параметров субструктуры.

Таким образом, воздействие лазерного излучения и жидкого азота на поликристаллы

синтетического алмаза при определенных режимах приводит к увеличению их прочностных характеристик и изменению параметров субструктуры.

Литература

1. Хайдаров К. Исследование материалов контейнеров твердофазовых аппаратов высокого давления // Тр. междунар. конф.: «Развитие информационно-коммуникационных технологий в информационном обществе: состояние и перспективы». Бишкек, 28–29 октября 2004 г. С. 273–278.
2. Порошки алмазные. Технические условия. – ГОСТ 9206 – 80. М.: Издательство стандартов, 1989. 45с.
3. Hull E. Y., Malloy G. T. The strength of diamond // J. Eng. Industr., 1966. Vol 88. P.373–378.

УДК: 661.657.5 (04)

ИЗУЧЕНИЕ СТРУКТУРЫ КОМПОЗИЦИОННЫХ АЛМАЗОСОДЕРЖАЩИХ МАТЕРИАЛОВ

А.К. Арыков

Показана возможность использования для расчета рентгенограмм композиционных алмазосодержащих материалов программы PowderCell версии 2.4 наряду с другими структурно-фазовыми методами исследования.

STRUCTURE OF COMPOSITE MATERIAL DIAMOND

A.K. Arykov

The possibility of using Powder Cell program version 2.4 for the calculation of X-raying of the composite diamond-containing materials, along with other structural-phase methods of research.

Высокая технико-экономическая эффективность использования композиционных алмазосодержащих материалов инструментального назначения (КАМИН) на основе синтетических алмазов (СА) обуславливает широкое их применение в различных областях народного хозяйства.

Использование в камнерезном инструменте все более качественных и высокопрочных кристаллов алмаза ставит первоочередной задачей разработку составов более износостойких матриц КАМИН, которые позволяли бы наиболее полно использовать потенциал высокопрочных марок СА. Актуальность поиска таких составов подтверждается большим количеством патентов по данному вопросу.

Основной проблемой при разработке КАМИН является прочное закрепление износостойких зерен СА в матрице (связке), а результаты исследований процесса алмазной обработки горных пород [1–5] убедительно показывают значительное влияние связки на эффективность обработки.

Поэтому вопросы, связанные с оценкой металлической связки, изучением ее свойств, определением требований к ней в зависимости от обрабатываемого материала и вида обработки, занимают важное место. С другой стороны, размер и количество синтетических алмазов и их физико-механические свойства диктуются условиями эксплуатации алмазного инструмента.

Связка – согласование алмазов, обрабатываемого материала и режимов резания.

Качественное соотношение свойств обрабатываемого материала и связки алмазного инструмента

Материал	Абразивный	Не абразивный
Твердый	Средняя связка	Мягкая связка
Мягкий	Твердая связка	Средняя связка

Связка – это металлическая основа алмазосодержащего слоя. Связка подбирается под отношение твердости обрабатываемого материала к его абразивности с учетом режимов резания (табл. 1). Оптимально подобранная связка обеспечит максимальный ресурс и производительность.

Алмазный сегмент является основным инструментом для распиловки природного камня и труднообрабатываемых неметаллических материалов. Нами был разработан послойно-прочный алмазный сегментный инструмент трапециевидальной формы, позволяющий использовать алмазосодержащий слой инструмента до окончательной выработки, тем самым увеличивается эффективность использования алмазного инструмента [6].

Создание КАМИН на металлической связке. Анализ опубликованных материалов по разработке связок для алмазной дисковой пилы показывает, что для каждого технологического процесса обработки, конкретного вида материала требуется подбор состава связок в соответствии с результатами натурных испытаний инструмента.

Нами был выбран метод порошковой металлургии для изготовления алмазных инструментов. Метод включает следующие основные операции:

- приготовление смеси алмазного порошка и компонентов связки;
- формование в пресс-форме из закаленной стали брикетов и заготовок алмазосодержащего слоя;
- спекание брикетов в пресс-форме с допрессовкой в нагретом состоянии;
- механическую обработку, соединение матрицы с корпусом.

В качестве компонентов применялись металлические порошки (медь, олово, железо, кобальт и др.). При выборе металлов, образующих матрицу, руководствовались совместимостью их при сплавлении, возможностью химического взаимодействия, активностью по отношению к алмазу. Для улучшения спекания, повышения активности межфазного взаимодействия алмазов и связок добавляли гидрид титана. Температуру спекания композиции выбирали из соотношения

$$T_{\text{спек}} = 0,8T_{\text{пл}}$$

где $T_{\text{пл}}$ температура плавления основного компонента.

Наполнителями служили неметаллические материалы (карбиды, нитриды, фториды, абразивные отходы и т.д.).

КАМИН были спроектированы и изготовлены в связи с возникшей необходимостью разработки новых инструментов, отличающихся от стандартных. Металлизации алмазных зерен, используя процессы химического разложения гидридов и солей некоторых металлов, и создания КАМИН с заданными эксплуатационными характеристиками с помощью совмещенных методов порошковой металлургии и вакуумной технологии [7].

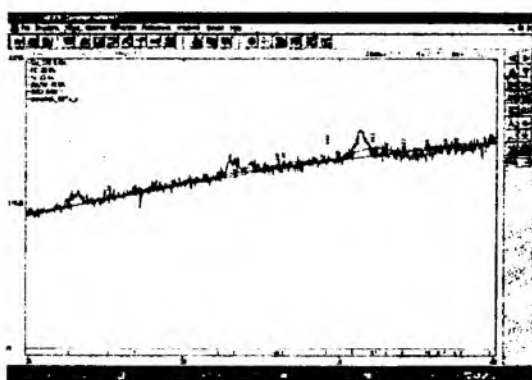
Этот технологический процесс изготовления алмазного инструмента на металлической связке нами был модернизирован добавлением технологии металлизации поверхностей алмазных порошков и способа прессования алмазосодержащей шихты с последующим её спеканием и горячим допрессованием в одной пресс-форме, что обеспечило высокую производительность.

КАМИН в виде сегментов изготавливались согласно требованиям ГОСТ [8] применительно к отрезным кругам диаметром $\varnothing=300, 350, 400, 800$ и 1000 мм.

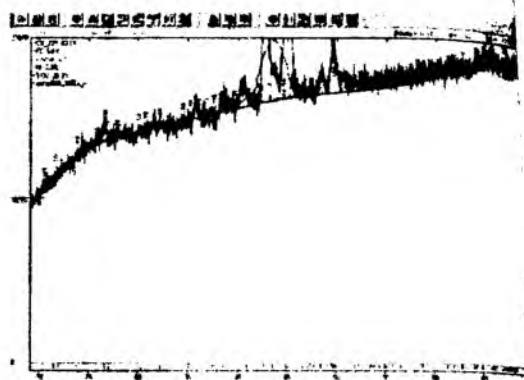
Для изготовления КАМИН применялись шлифпорошки СА, выращенные по технологии лаборатории сверхтвердых материалов Института физико-технических проблем и материаловедения НАН КР в опытно-промышленных условиях. Зерна монокристаллических СА соответствовали марке шлифпорошков АС 100 и имели зернистость 500/315 мкм, относительная концентрация составила 50%. Брикетирование и спекание выполняли в одной и той же пресс-форме. Температура спекания контролировалась хромель-алюмелевой термопарой на приборе КСП-4.

Структурные характеристики элементарных ячеек системы опытных образцов. Современная кристаллография невозможна без прецизионного оборудования для дифракционных исследований и сложных компьютерных вычислительных программ, результаты которых необходимо сравнивать с экспериментальными.

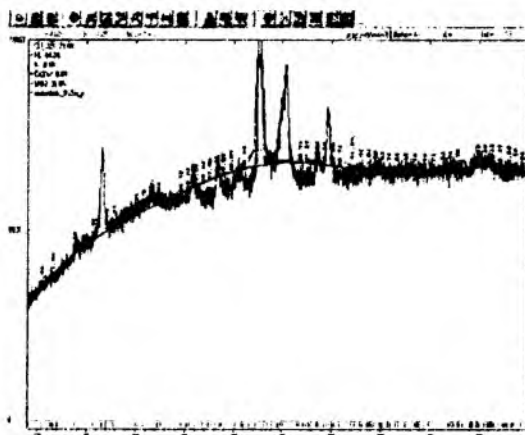
Существует множество такого рода программ для персональных компьютеров. Нами



а)



б)



в)

Рентгенограммы и их расчеты по программе PowderCell для различных опытных образцов КАМИН.

Таблица 2

Исходный состав, результаты рентгеноструктурного анализа и твердость опытных образцов КАМИН

Варианты	Исходный состав связки, Масс.%	Основной элементный состав связки, определенный по программе PowderCell, ат.%	Твердость, HRC
а)	Fe-60; Ni-11; Cu-8,8; остальное – SiC, Sn, BK8	Fe-23,8; Ni-22,4; Cu-5,8; Co ₂ W-42,6; SiO ₂ -5,5	29±3,0
б)	Fe-51; Cu-25; Ni-9; остальное – SiC, Sn, BK8	Cu-63,1; Fe-5,6; Co ₂ W-3,7; Ni-2,3; SiO ₂ -25,3	26±2,0
в)	Fe-57; Cu-14,2; Ni-10; остальное – Sn, BK8, SiC	Fe-44,2; Cu-23,8; Ni-0; Co ₂ W-0; SiO ₂ -32	30±2,0

использована наиболее удобная в применении, обладающая множеством прикладных функций, программа PowderCell версии 2.4, разработанная в Федеральном институте исследования и тестирования материалов (Берлин) /9/. Эта программа предназначена для работы с кристаллическими структурами и расчетов соответствующих рентгенограмм для образцов.

Критерием правильности созданной (или модифицируемой) модели кристалла является соответствие вычисленной дифрактограммы результатам экспериментального исследования. Это предполагает проведение прецизионных из-

мерений дифракции рентгеновского излучения на исследуемом образце. Отклонение экспериментальной дифрактограммы от теоретической – веская причина неприемлемости предлагаемой модели реальной структуры. Программа позволяет варьировать параметрами эксперимента, такими как: используемое излучение, геометрия эксперимента, аномальная дисперсия, фиксированные или переменные щели, различные коррекции интенсивности, учет фона, дублетной структуры линии излучения. PowderCell рассчитывает рассеяние в геометрии Брэгга-Брентано и Гинье.

Эксперименты по изучению структурных характеристик разрабатываемых КАМИН проводились на ДРОН-3 в КР(С)У. Для использования в качестве режущего элемента в форме сегмента нами были разработаны металлические связки с учетом физико-механических свойств горных пород /6/. Здесь приводятся некоторые результаты рентгеноструктурных исследований с использованием программы PowderCell.

Для рентгеновского излучения использовали медную (Cu) рентгеновскую трубку БСВ28.

Результаты сопоставления экспериментальных рентгенограмм и их расчетов по программе PowderCell для опытных образцов КАМИН в виде сегментов размерами 40×4,2×7,0мм; Rизг=175мм показаны на рисунке (а-в) и в табл.2.

Таким образом, показана возможность использования для расчета рентгенограмм композиционных алмазосодержащих материалов программы PowderCell версии 2.4 как дополнение к другим структурно-фазовым исследованиям.

Литература

1. Александров В.А. Обработка природного камня алмазным дисковым инструментом. Киев: Наукова думка, 1979. 240 с.
2. Основы проектирования и технология изготовления абразивного и алмазного инструмента /

Бакул В.Н. и др. М.: Машиностроение, 1975. 296 с.

3. Александров В.А., Мифлиг О.М. Износ синтетических алмазов и связки при шлифовании природного камня // Синтетические алмазы. 1977. №5. С.3641.
4. Мифлиг Д.М. К расчету конструкции алмазного инструмента для шлифования природного камня. Синтетические алмазы. 1974. №1. С.17-21.
5. Синтетические сверхтвердые материалы: Т.3 / Отв. ред.Н.В. Новиков. Киев: Наукова думка. 1986. С.280.
6. Хайдаров К., Арыков А. К. Послойноупроченный композиционный алмазосодержащий материал для строительной индустрии // Вестник КНУ. 2003. С.251-255.
7. Хайдаров К., Арыков А. К. Металлизация монокристаллов синтетического алмаза и создание композиционных алмазосодержащих материалов // Вестник КНУ. 2003. С.251-255.
8. Круги алмазные отрезные. Сегментные формы. Технические условия ГОСТ 16115-88 // М.: Издательство стандартов. 1988. 11 с.
9. Kraus W., Nolze G. «POWDER CELL a Program for the Representation and Manipulation of Crystal Structures and Calculation of the Resulting X-ray Powder Patterns» (1996). J. Appl. Cryst. 29. 301-303.

УДК: 537.311/.312(04)

ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ МАТЕРИАЛОВ СЖИМАЕМЫХ УПЛОТНЕНИЙ ДЛЯ КОНТЕЙНЕРОВ АППАРАТОВ ВЫСОКОГО ДАВЛЕНИЯ

О. Соронбаев

Рассматриваются особенности электропроводности сжимаемых материалов в сложных концентрациях природных минералов в широком диапазоне температуры.

ELECTRICAL CONDUCTIVITY OF COMPRESSED COMPACTING MATERIALS FOR DEVICES CONTAINERS OF HIGH PRESSURE

O. Soronbaev

The peculiarities of compression materials electrical conductivity in complex concentrations of natural minerals are considered in a wide temperature range.

С целью предотвращения графитизации алмазов металлоалмазные композиционные материалы получают при высоких давлениях методом порошковой металлургии – горячего

прессования [1]. Для реализации параметров горячего прессования в аппарате высокого давления (АВД) типа поршень – цилиндр необходимы контейнеры АВД, создающие оптимальное

давление и температуру внутри полости и деформируемого уплотнения – изоляторы для обеспечения сжимающего перемещения поршней и электроизоляции друг от друга деталей АД.

Одним из требований к контейнеру как среде, передающей давление, является обеспечение хорошей электроизоляции в достаточно широком диапазоне температур.

В данной работе приводятся результаты изучения температурной зависимости электропроводности $\delta=f(T)$, традиционно применяемого в качестве уплотнений литографического камня, представляющего известняк Алгетского месторождения Грузии и местного известняка.

Было исследовано шесть образцов: один вырезан из плиты известняка местного месторождения; три образца были приготовлены прессованием порошка известняка с добавлением различных связок. Два образца представляли литографический камень, при этом один из них вырезан из монолита, другой – приготовлен прессованием определенной смеси, состоящей из порошка литографического камня и бакелита. Образцы, изготовленные прессованием, термообработывали при определенных условиях.

Исследование контейнеров с различными составами, описанными выше, было основано для выяснения электропроводности конкретных контейнеров, используемых при синтезе искусственных высокопрочных монокристаллических алмазов.

В качестве электродов использовали алюминий, напыленный в вакууме, а также эмульсии графита в спирте. До 400°C измерения проводили в вакууме для исключения поверхностных токов, выше 400°C – в атмосфере воздуха. Методика измерения $\delta=f(T)$ приведена в [2, 3].

Как видно из рис. 1, температурная зависимость электропроводности литографического камня, вырезанного из монолита, представляет два прямолинейных участка с различным наклоном к оси абсцисс (кривая 6 на рис.1). Такая зависимость, как известно [4], описывается выражением

$$\delta T = A_1 \exp(-E_1/kT) + A_2 \exp(-E_2/kT),$$

где A_1, A_2 – константы, характеризующие данный материал; E_1, E_2 – энергия активации процесса электропроводности на каждом участке; T – абсолютная температура; k – постоянная Больцмана.

В области температур ($204\text{--}270^\circ\text{C}$) процесс электропроводности осуществляется частицами с довольно низкой энергией активации

($E_1=0,2\text{эВ}$). Второй области ($270\text{--}420^\circ\text{C}$) соответствует энергия активации $1,1\text{эВ}$. Для известняка, вырезанного из монолита, в низкотемпературной области ($20\text{--}200^\circ\text{C}$) наблюдается нелинейное изменение электропроводности с ростом температуры (кривая 5, рис.1).

По-видимому, это обусловлено удалением адсорбированной влаги, которая обычно покидает минералы при температуре около 110°C [5]. Как показали эксперименты, неодинаковое количество адсорбированной влаги в образцах известняка, вырезанных из разных плит, приводит к заметному различию их электропроводностей.

Температурная зависимость электропроводности образцов 1, 2 (рис.1), прессованных из порошка известняка с добавлением различных связок, не линейна к оси абсцисс, кроме образца 3 и приводит к выводу, что электроизоляционность не стабильно в низкотемпературной области по отношению к литографскому камню, вырезанному из монолита и прессованному из смеси порошка литографского камня и бакелитового лака.

Известняк, имеющий большую электропроводность с резко сраженной нелинейностью, содержит больше влаги. После отжига этого известняка при заданных условиях электропроводность падает почти на два порядка (кривая 5'', рис.2).

Если образец, соответствующий кривой 5, оставить после первого измерения в вакууме, то при повторном измерении аномального изменения электропроводности не наблюдается, т. е. зависимость от $1/T$ линейна, а значение электропроводности уменьшается приблизительно на три порядка (кривая 5'). Таким образом, кривая 5' характеризует электропроводность известняка, не содержащего адсорбированной влаги. Энергия активации частиц, участвующих в переносе заряда в низкотемпературной области, равна $0,46\text{эВ}$. Высокотемпературная область электропроводности (выше 200°C) характеризуется энергией, равной $1,52\text{эВ}$, при этом кривые 5, 5'' в этой области приближаются по мере роста температуры к кривой 5'.

Отсутствие аномального изменения электропроводности литографского камня в низкотемпературной области и относительно меньшее понижение электропроводности по сравнению с известняком при повторном измерении (кривые 6 и 6') показывает, что литографский камень имеет значительно меньшую адсорбционную способность по отношению к влаге. Различная электропроводность образцов, например, после

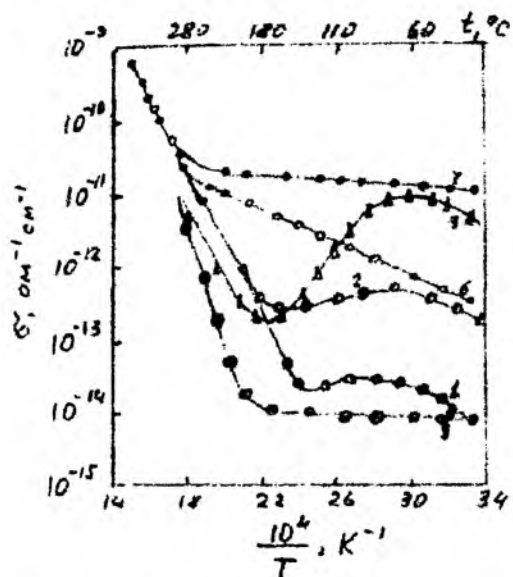


Рис.1. Зависимость электропроводности известняков и литографического камня от температуры: 1, 2, 3 – образцы, прессованные из порошка известняка с добавлением различных связок; 5 – вырезанный из монолита известняка; 6 – вырезанный из монолита литографического камня; 7 – прессованный из литографического камня на бакелитовом лаке.

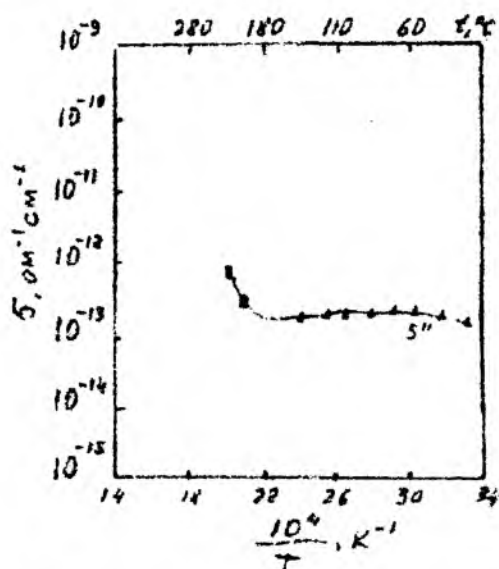


Рис.2. Температурная зависимость после отжига вырезанного из монолита известняка при температуре 80°C на воздухе.

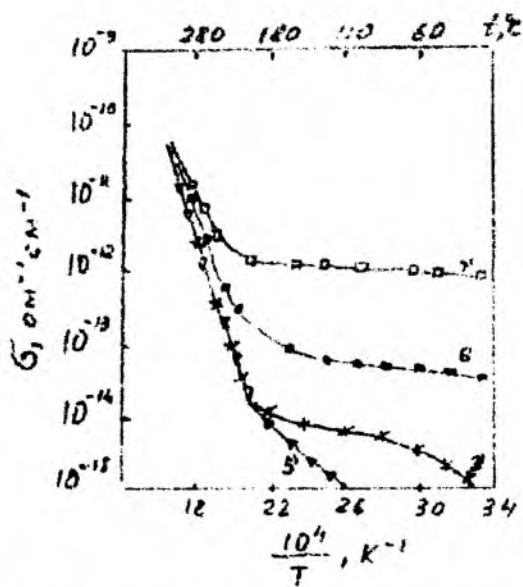


Рис.3. Зависимость электропроводности после остываний в вакууме образцов 3', 5', 6', 7'.

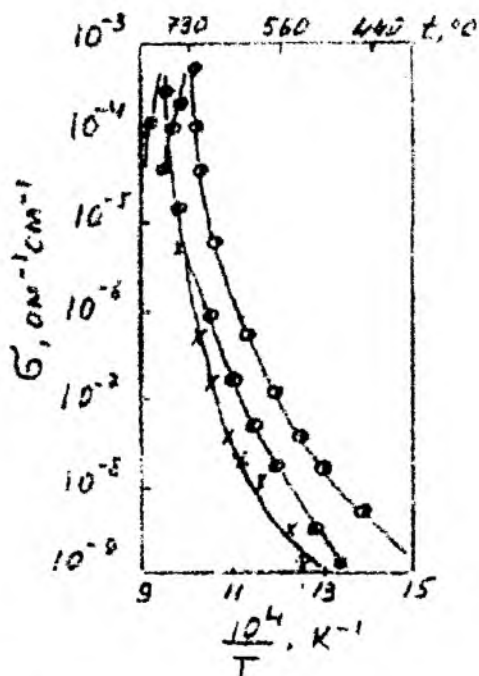


Рис.4. Высокотемпературная часть зависимости $\lg \sigma (1/T)$ для образцов 1, 2, 3.

одинаковой термообработки объясняется тем, что известняки разных месторождений отличаются природой и концентрацией примеси.

Электропроводность образца, прессованного из смеси порошка литографического камня и бакелитового лака, выше электропроводности монолитного литографического камня (кривая 7). Повторное измерение этого образца после охлаждения в вакууме соответствует кривой 7'. В этом случае также наблюдается уменьшение электропроводности.

Зависимости электропроводности после остываний в вакууме образцов 3', 5', 6', 7', как показано на рис. 2, стабилизируются и наблюдается уменьшение с ростом температуры, а для образца, вырезанного из монолита известняка после отжига при температуре 80°C на воздухе относительно других образцов стабильность электропроводности сохраняется и несущественно зависит от температуры

Как видно далее из рис. 1, кривые 1, 2 и 3, представляющие температурные зависимости электропроводности образцов, полученных прессованием порошков известняка с различными связками, отражают те же закономерности, которые были отмечены выше для известняка и литографического камня. В зависимости от природы и концентрации связки электропроводность прессованных образцов можно изменять в широких пределах в низкотемпературной области. В высокотемпературной области значения электропроводности и энергии активации всех ис-

следованных образцов приблизительно одного порядка величины.

Для прессованных образцов температурная зависимость электропроводности выше 350°C не линейна (рис. 4).

При 730°C и выше наблюдается резкое уменьшение электропроводности, что, по видимому, связано с фазовым переходом.

Результаты исследований используются при изготовлении контейнеров АД для синтеза монокристаллического алмаза, которое имеет важное значения помимо выше указанные при создании деформируемого уплотнения между матрицами АД для создания электроизоляционность при высоком давлении и температуры.

Литература

1. *Верещагин Л. Ф.* Синтетические алмазы и гидроэкструзия. М.: Наука, 1982. 328 с.
2. *Чолоков К.С., Грищуков В. А., Качко И. Я.* Энергия миграции катионной вакансии и энергия связи комплексов в щелочногалоидных кристаллах, легированных различными катионными примесями // Влияние дефектов решетки на свойства кристаллов. Фрунзе: Илим, 1971. С. 9–14.
3. *Пархоменко Э. И., Бондаренко А. Т.* Электропроводность горных пород при высоких давлениях и температурах. М.: Наука, 1972. 278 с.
4. *Лидьярд А.* Ионная проводимость кристаллов. М.: Ин. лит., 1962. 222 с.
5. *Кобранова В. Н.* Физические свойства горных пород. М.: Гостоптехиздат, 1962. 490 с.

**АТОМНО-ЭМИССИОННОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ СОСТАВА СПЛАВА СТАЛИ
НА УСТАНОВКЕ «НУР», СОЗДАННОЙ НА БАЗЕ
ДВУХСТРУЙНОГО ПЛАЗМАТРОНА**

*Рыскул кызы Гульзат, П.Л. Костромин, Н.Ж. Жеенбаев,
К. Урманбетов, К.У. Сабаев, Г.Ж. Доржуева*

Рассматриваются результаты сопоставления аналитических особенностей атомно-эмиссионного спектрального анализа качественных характеристик сплавов.

**ATOMIC-EMISSION DETERMINATION OF THE COMPOSITION
OF THE ALLOY OF STEEL USING «NUR» SET CREATED
ON THE BASIS OF A TWO-JET PLASMATRON**

*Ryskul kyzy Gulzat, P.L. Kostromin, N.Zh. Zheenbaev,
K. Urmanbetov, K.U. Sabaev, G.J. Dorjueva*

In the paper, the results of a comparison of analytical features of atomic emission spectral analysis of qualitative characteristics of alloys are considered.

Существующие конструкции плазменных аппаратов обладают потенциальной способностью обработки различного вида порошков. Это определяется главным образом ресурсом непрерывной работы, свойствами генерируемого потока плазмы и условиями ввода порошка в высокотемпературные зоны. Прямой спектральный анализ, используемый для диагностики, наиболее простой и универсальный метод, позволяющий одновременно определять большое количество элементов. В этом отношении для диагностических целей наиболее приемлем двухструйный плазматрон, позволяющий проводить экспрессный анализ с хорошей чувствительностью и воспроизводимостью при введении исследуемого вещества в виде порошка между струями плазмы [1, 2].

Как известно, одним из основных методов регистрации спектров в эмиссионном спектральном анализе является фотографический. Этот метод позволяет одновременно регистрировать широкую спектральную область, включающую аналитические линии многих элементов, фотографический снимок дает наглядную картину спектра, позволяющую наблюдать взаимное расположение линий, измерять их относительную интенсивность, а также интенсивность непрерывного фона.

Значительное увеличение чувствительности спектрального анализа достигается при использовании спектрографов с дифракционными решетками, обладающими большой дисперсией и высокой разрешающей способностью. Повышение чувствительности при этом происходит вследствие увеличения отношения интенсивности линий к интенсивности фона, а также за счет использования для анализа наиболее интенсивных линий, которые свободны от наложений линий других элементов [3, 4].

Исследования, проведенные при токе 50А и расходе плазмообразующего газа 2,5 л/мин, показали, что максимальная интенсивность излучения атомных и ионных линий реализуется при расходе транспортирующего газа 0,2 л/мин (внутренний диаметр трубки для дувания порошковой аэрозвеси составляет 0,8мм). Эти условия признаны оптимально-компромиссными для многоэлементного анализа. Спектры фотографировали спектрографом ДФС-13 (дисперсия 4 Å/мм) при работе плазматрона в указанном оптимально-компромиссном режиме на фотопластинке ПФС-02 с чувствительностью 6 ед. ГОСТа (экспозиция 20 с). На щель спектрографа (ширина щели 15 мкм) проецировали с помощью линзы с фокусным расстоянием 150 мм

Элементы, %							
Si	Al	Ca	Va	V	Ti	C	Fe
45,0–63,0	10,0–25,0	1,0–10,0	1,0–10,0	0,3–5,0	1,0–10,0	0,1–1,0	Ост-ные

Таблица 2

Спектральный анализ					
№	Элементы	Дл. волны (Å)	№	Элементы	Дл. волны (Å)
1.	Si	2568	10.	Ni	3050
2.	Al	3051	11.	V	2924
3.	Fe	2599	12.	Mo	3170
4.	Ti	2841	13.	Co	3044
5.	Ca	2564	14.	Pb	2833
6.	Mn	2933	15.	Be	3131
7.	Cr	2843	16.	Sn	2840
8.	Va	3071	17.	Sc	3353
9.	Cu	2824			

зону плазмы, находящуюся от среза сопел на расстоянии 6 мм. Вся процедура подготовки пробы и техника подачи ее в межэлектродный промежуток обеспечивают равномерное поступление отделенных друг от друга частиц со скоростью, при которой мощность плазменной дуги обеспечивает достаточно полное испарение всех частиц. О полноте испарения можно судить по достигаемой чувствительности обнаружения как легколетучих, так и труднолетучих элементов.

Элементный состав является необходимой характеристикой сплава и определяет многие его свойства. Поэтому для веществ, которые имеют сложный химический состав и состоят из атомов различных элементов, важно получение спектров, генерируемых двухструйным плазматроном, поскольку можно подобрать оптимальные условия анализа сплавов, при которых достигается высокая чувствительность определения ряда элементов на фоне незначительного континуума.

Объектом исследования в настоящей работе явился сплав ферросиликоалюминия, используемого для раскисления, легирования и модифицирования стали. Как показано в [5], сплав, содержащий Al, Si, Ca, C и Fe, дополнительно содержит в своем составе Va, V, Ti при процентном соотношении компонентов масс, представленных в табл. 1.

Авторы [5] считают, что уменьшение концентрации Ca, Va, V и Ti ниже определенного предела в сплаве не обеспечивает при обработке стали желаемого эффекта раскисления, легирования и модифицирования остаточных неметаллических включений.

Сопоставление результатов химического и спектрального методов анализа сплава показало

отсутствие некоторых элементов в составе при использовании методик аналитической химии. Сравнительная оценка коэффициента вариации химического и спектрального методов приведена в табл. 2, где представлены результаты настоящей работы и сравнительная оценка с пределами вариации данных химического анализа, полученных в [5]. Как видно из табл. 2, основными элементами в исследуемом сплаве стали являются Si, Al, Fe. Кроме того, в состав сплава в пределах от 1 до 10% входят Ti, Mn, Cr, Va. В незначительных количествах присутствуют такие химические элементы, как Cu, Ni, V, Mo, Co, Pb, Be, Sn, Sc.

В целом, в пределах погрешности данные по основным элементам состава сплава стали, полученные авторами данной работы и [5], совпадают.

Это позволяет достаточно уверенно назвать химический состав определяемого вещества.

Полученные результаты показывают, что применение спектрального анализа позволяет определить элементы, которые не обнаруживаются при химическом анализе.

Исследования аналитических возможностей двухструйного ДГП-50М плазматрона показали высокую чувствительность установки для определения ряда элементов. Предел обнаружения при одновременном определении большого количества элементов снижается на 1,5–2 порядка по сравнению с химическим анализом.

Литература

1. Жеенбаев Ж.Ж., Энгельшт В.С. Двухструйный плазматрон. Фрунзе: Илим, 1983.
2. Асаналиев М.К., Жеенбаев Ж.Ж., Самсонов М.А., Энгельшт В.С. Структура потока плаз-

- мы двухструйного плазматрона // препринт. Фрунзе: Илим, 1980. С.27.
3. Урманбетов К., Таштанов Р.А., Жеенбаев Ж.Ж. Усовершенствованный двухструйный плазматрон и его возможности в атомно-эмиссионном спектральном анализе // Аналитика и контроль. 2005. Т.9. №1. С. 89–94.
 4. Таштанов Р.А., Урманбетов К. Об устранении влияния состава проб на результаты атомно-эмиссионного спектрального анализа с вдуванием порошков в плазменную струю двухструйного плазматрона ДПП-50М // Матлы междунар. конф. «Телекоммуникационные и информационные технологии. Состояние и перспективы развития» Бишкек: Кыргызстан, 2008. С. 354–359.
 5. Патент №19649 на изобретение. Сплав «казахстанский» для раскисления и легирования стали. Казахстан 05.05.2008.

УДК 53

ФОРМИРОВАНИЕ РАЦИОНАЛЬНОГО СПОСОБА МЫШЛЕНИЯ В ПРОЦЕССЕ ОБУЧЕНИЯ ФИЗИКЕ

М. К. Карипова

Рассмотрены приемы формирования рациональных способов мышления в процессе обучения физике. Приведена схема модели деятельности преподавателя физики при обучении студентов решению задач.

FORMATION OF THE RATIONAL WAY OF THINKING IN THE PROCESS OF TEACHING PHYSICS

M. K. Karipova

The article deals with methods of forming rational ways of thinking in physics teaching. A scheme of the model of teacher of physics, in teaching students solving problems.

Повышению уровня подготовки специалистов способствуют активные формы и методы обучения. В активных методах обучения заложены большие дидактические возможности, способствующие эффективному управлению познавательной деятельностью студентов и оперативному контролю за усвоением материала. В основу этих методов положено проблемное обучение и метод коллективной мыслительной деятельности, групповую работу на практических и лабораторных занятиях по физике.

Остановимся на организации занятий по решению задач по физике методом коллективной мыслительной деятельности при групповой работе.

Решение задач – один из путей формирования рационального способа мышления, который можно рассматривать как результат коллективной мыслительной деятельности, управляемой преподавателем на занятиях по физике. Под рациональным способом мышления в психологии понимается наиболее короткий и «экономный» способ рассуждений, когда почти все произво-

димые действия над элементами задачи ведут непосредственно к ее решению. Понятие «экономности» пути связывается с числом действий, осуществляемых решаемым.

Рассуждение не будет рациональным, если обучаемый долго искал решение, перескакивая с одного элемента задачи на другой. Умение четко выделить предмет рассуждения является характерным признаком рационального способа мышления. Оно способствует правильному отбору имеющихся у обучаемых знаний для их актуализации. Правильное рассуждение позволяет при анализе задачи сразу выйти за пределы искомого. Но само такое рассуждение возможно лишь при условии, когда у обучаемых есть четкие и дифференцируемые знания об элементах, данных в условии задачи.

Большое значение для формирования рационального способа мышления имеют четкие, систематизированные и обобщенные знания. Составленные и заполненные обучаемыми в учебном процессе различного рода схемы, таблицы, системы уравнений, графы позволяют одномо-

ментно, в едином акте зрения, отразить структуры элементов системы знаний, их взаимосвязь и отношения. При обращении внимания на один элемент знания, включенный в систематизирующую наглядность, актуализируется вся система знаний. Это способствует «экономному» протеканию мышления, сокращению умственных действий, поскольку происходит освобождение от продолжительных вспомогательных логических рассуждений. В этом случае обучаемые могут быстро вычленить знания, необходимые для нахождения рационального способа решения задачи.

Системность знаний обеспечивает ход решения задачи, то есть метод умственной деятельности. Таким образом, от качества сформированной системы зависит и способ мышления.

Хорошо развитая способность к обобщению, систематизации знаний, гибкость в их применении может сформировать другие элементы качества знаний: полноту, глубину, оперативность, прочность и т. д. Поэтому роль обобщенных, систематизированных знаний велика.

Чтобы знания стали обобщенными и систематизированными, надо проводить определенную работу. Одно из направлений такой работы методологический анализ основ изучения фундаментальных физических теорий. Системность в обучении достигается таким их построением, при котором, несмотря на различную предметную область фундаментальных теорий, в них можно выделить общие структурные элементы.

Усиление практической направленности курса физики достигается сочетанием теоретического обучения с анализом увиденного, опытом проведения занятий решения задач по физике, учебных семинаров с использованием задач как средства систематизации и обобщения не только теоретического материала, но и средств решения.

В выделенных теориях обучения решению задач по физике возлагается раскрывать главное, их суть: видение в теоретическом материале по физике методов решения задач, выделение способов решения физических задач, понимание содержания и структуры задачи как объекта для изучения, определение путей и средств формирования у обучаемых обобщенного умения решать задачи по физике.

Система творческих заданий для семинарских занятий позволяет в процессе изучения теоретических вопросов курса выработать свое отношение к теориям формирования умения решать задачи по физике, применять основные

понятия и положения теории к анализу конкретного содержания задач определенного вида и их систем, выработать стратегию своей деятельности по формированию у студентов умения решать физические задачи.

Система творческих заданий для практических занятий обеспечивает овладение умениями: анализа содержания конкретных тем и разделов курса физики, систематизации теоретического материала с целью выделения методов решения физических задач, определения содержания самостоятельных и контрольных работ, составления алгоритма выполнения отдельных операций, составления опорных конспектов по отдельным вопросам с целью систематизации теоретического материала.

Приводим схему модели деятельности преподавателя при обучении студентов решению задач.

I. При анализе условия задачи:

- определяет способ ознакомления обучаемых с содержанием задачи;
- намечает логическую схему анализа физической ситуации задачи и ее моделирования;
- направляет мысль студентов на выделение и сопоставление условий и требований задачи;
- подводит студентов к выявлению начального и конечного состояния системы объектов и процессов, описанных в задаче;
- выбирает схемы, рисунки, опыты для наглядности представления физической ситуации задачи;
- дает рекомендации студентам по оформлению краткой записи содержания задачи;
- добивается полного понимания и запоминания обучаемыми задачи.

II. При составлении плана решения задачи:

- направляет рассуждения студентов по логической цепочке: объекты, взаимодействия, явления, законы, величины, взаимосвязи;
- ориентирует студентов на поиск качественных и количественных характеристик явлений и взаимосвязей физических величин;
- стимулирует и обеспечивает самостоятельный подход студентов к идее решения задачи;
- организует обсуждение замыслов и идей студентов по решению задачи;
- изыскивает со студентами приемы сведения сложной задачи к простым или хорошим известным;
- определяет со студентами порядок решения элементарных задач или этапов решения задачи в целом.

III. При осуществлении плана решения задачи:

- ориентирует обучающихся на выбор рационального способа решения задачи и порядка его оформления;
- организует физический этап решения задачи и его проверку;
- дает необходимые рекомендации, указания или пояснения обучающимся, испытывающим затруднения;
- организует математический этап решения задачи и его проверку;
- определяет возможности реализации межпредметных связей и ЭВМ в решении задачи;
- подводит обучающихся к пониманию необходимости проверки решения задачи и выбору рационального способа ее осуществления.

IV. При анализе решения задачи:

- определяет вид, объем и последовательность работы по изучению решения задачи;
- оценивает с обучаемыми степень рациональности выполненного решения задачи и организует их на поиск других способов решения задачи и дополнительных способов проверки;
- выясняет с обучаемыми условия, упрощающие или усложняющие задачу и определяет возможные направления развития исследования задачной ситуации;
- организует составление и решение новых задач на основе данной;

- проводит генерализацию методов решения задач этого типа, организует построение и обобщение инвентарных этапов решения задачи;
- раскрывает студентам значение и перспективы овладения или этими методами для решения производственно – технических задач.

В дидактических играх студенты наполняют приведенную схему живым содержанием, учатся раскрывать каждый ее этап логической совокупностью более детальных вопросов, поставленных правильно, метко и увлекательно, в зависимости от конкретной учебной ситуации на каждом этапе работы с задачей, то есть наблюдают функционирование педагогики коллективного сотрудничества.

Практическая значимость такой методики состоит в осязаемой экономии времени, повышении качества знаний, в развитии аналитического мышления. Знания переходят в убеждения, становятся инструментом для получения новых знаний.

Литература

1. Педагогические технологии / Под общей ред. В.С. Кукушкина. Ростов н/Д, 2002.
2. Григорьев С.А., Раевский А. М. Групповая форма работы на уроке // Советская педагогика. 1989. №8.
3. Каменецкий С.Е., Орехов В.П. Методика решения задач по физике в США. М.: Просвещение, 1989.

ОЦЕНКА СТРУКТУРНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ АТМОСФЕРЫ ПРИ ЛИДАРНОМ ЗОНДИРОВАНИИ С УЧЕТОМ КОЭФФИЦИЕНТА, ЗАВИСЯЩЕГО ОТ ДЛИНЫ ВОЛНЫ

Д.Н. Крымская

Приведены экспериментальные данные расчета структурной характеристики показателя преломления атмосферы в зависимости от высоты по результатам многоволнового лидарного зондирования атмосферы по методике, разработанной на лидарной станции «Теплоключенка».

ESTIMATION OF REFRACTION INDEX STRUCTURAL CHARACTERISTIC OF ATMOSPHERE BY LIDAR SENSING TAKING INTO ACCOUNT WAVELENGTH COEFFICIENT

D.N. Krymskaya

Experimental data of calculation of refraction index structural characteristic versus height accounting by multiwave lidar sensing of atmosphere using method worked out on Lidar Station Teplokluchenka is presented.

Структурная характеристика показателя преломления атмосферы C_n^2 является одной из важнейших характеристик, определяющих степень турбулентности атмосферы.

В [1] приведены теория метода расчета структурной характеристики показателя преломления (C_n^2) по дисперсии лидарного сигнала и экспериментальные данные распределения C_n^2 по вертикали по данным лидарного зондирования. Используя соотношения, приведенные в [2], данные обрабатывались по формуле, связывающей квадрат дисперсии логарифма интенсивности $\sigma_{\ln I}^2$ с C_n^2 :

$$\sigma_{\ln I}^2 = K(x, y) C_n^2 k^{7/6} L^{11/6}, \quad (1)$$

откуда

$$C_n^2 = \frac{\sigma_{\ln I}^2}{K(x, y) k^{7/6} L^{11/6}}, \quad (2)$$

где k – волновое число, L – длина трассы; $K(x, y)$ – параметр, зависящий от геометрии волны.

В работе [1] при расчете C_n^2 коэффициент $K(x, y)$ принимался равным 1 и не вносил существенный вклад в значение структурной функции показателя преломления, однако важной задачей является определение точных значений параметра $K(x, y)$ в зависимости от длины волны. Поскольку измерения сигналов обратного рассеяния лидара проводились на трех длинах

волн – 355 нм, 532 нм и 1064 нм, целесообразным является расчет коэффициента $K(x, y)$ именно для этих длин волн. В работе [3] показано, что в оптическом диапазоне длин волн параметр $K(x, y)$ меняется незначительно и принимает следующие значения: $K(x, y) = 1,05$ для длины волны 300 нм, $K(x, y) = 0,97$ для длины волны 700 нм, что свидетельствует о явной линейной зависимости параметра $K(x, y)$ от длины волны, используя которую были рассчитаны значения $K(x, y)$ в зависимости от длин волн многоволнового лидарного зондирования на лидарной станции «Теплоключенка» (ЛСТ).

Как видно из нижеследующей таблицы, $K(x, y)$ в зависимости от длины волны принимает значения, близкие к единице.

Расчеты структурной характеристики показателя преломления C_n^2 и ее распределения по высоте в зависимости от времени суток и длины волны лидарного зондирования были проведены по формуле (2), в которой $K(x, y)$ принимает значения, приведенные в таблице. При этом в расчетах дисперсии сигнала были использованы сигналы обратного рассеяния лазера, полученные при проведении экспериментов по исследованию характеристик атмосферного аэрозоля на ЛСТ.

На рис. 1 представлены зависимости структурной характеристики показателя преломления

Зависимость параметра $K(x,y)$ от длины волны (λ)

λ , нм	$K(x,y)$
355	1,04
532	1,005
1064	0,895

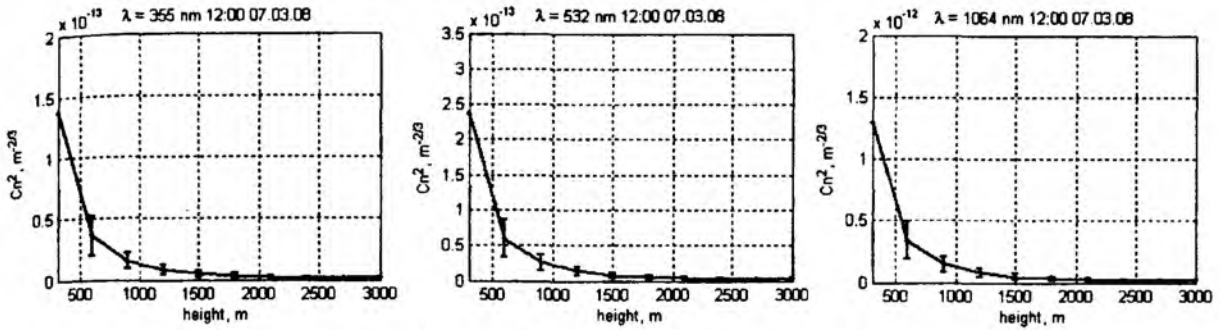


Рис.1. Распределение структурной характеристики показателя преломления C_n^2 по высоте днем в зависимости от длины волны.

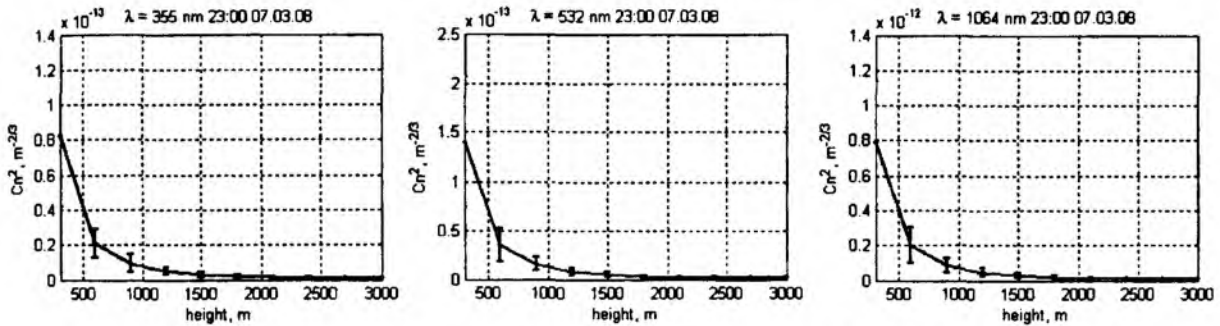


Рис.2. Распределение структурной характеристики показателя преломления C_n^2 по высоте ночью в зависимости от длины волны.

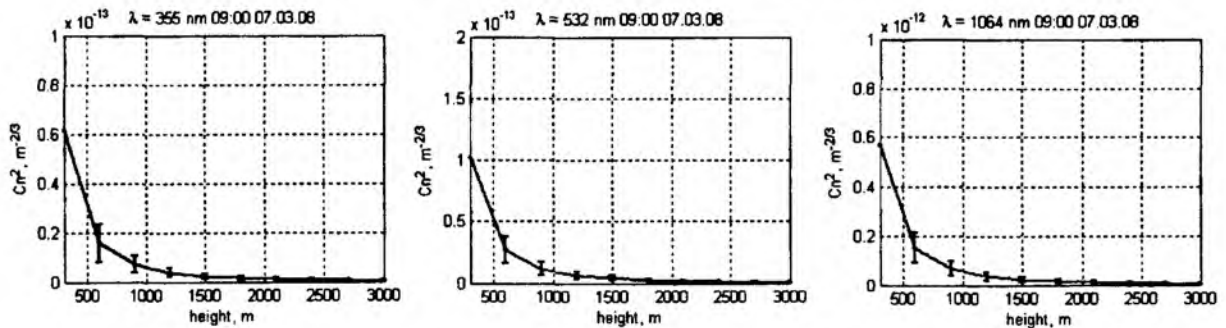


Рис.3. Распределение структурной характеристики показателя преломления C_n^2 по высоте утром в зависимости от длины волны.

C_n^2 от высоты для различных длин волн в дневное время (12.00). На рисунке явно видна зависимость C_n^2 от длины волны.

Для длины волны 355 нм и 532 нм различие в значениях C_n^2 небольшое, а для длины волны 1064 нм наблюдается увеличение структурной характеристики показателя преломления на порядок по сравнению с другими длинами волн. Скорее всего, это обусловлено различием в значениях коэффициента $K(x,y)$ – если для длин

волн 355 нм и 532 нм $K(x,y)$ принимает значение, близкое к единице – 1,04 и 1,005 соответственно, то для длины волны 1064 нм $K(x,y)=0,895$.

На рис. 2 и 3 представлены зависимости C_n^2 от высоты для тех же длин волн, но в ночное (23.00) и утреннее время суток (9.00).

Из графиков видно, что в ночное время суток значения структурной характеристики показателя преломления меньше, чем днем, а в утреннее время – значительно меньше, чем днем.

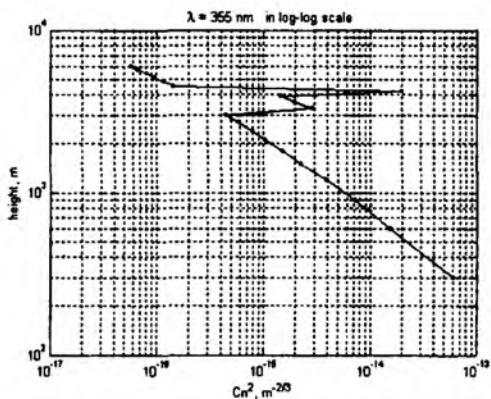


Рис.4. Распределение структурной характеристики показателя преломления C_n^2 по высоте для длины волны 355 нм в логарифмическом масштабе.

Такие различия в значениях C_n^2 можно объяснить тем, что в дневное время в горной местности турбулентность более развита, чем в ночное и утреннее время суток.

На рис. 4 приведен график зависимости структурной характеристики показателя преломления C_n^2 от высоты для длины волны 355 нм, построенный в логарифмическом масштабе, из которого видно, что C_n^2 изменяется немонотонно – присутствует по крайней мере, два слоя с максимальными значениями структурной характеристики C_n^2 . Скорее всего, это объясняется тем, что на этих высотах турбулентность вызвана в основном нагревом днем и охлаждением ночью (конвекцией). Полученная зависимость (рис. 4) хорошо согласуется с данными, приведенными в работе [4], где также прослеживается немонотонное изменение C_n^2 в пограничном слое и выше. При этом в [4] в качестве методов исследования структурной характеристики по-

казателя преломления приводится акустическое зондирование.

Заключение. Исследование турбулентного состояния атмосферы по вертикали имеет большое практическое значение, например, в исследованиях по распространению волн в атмосфере, а также при зондировании атмосферы со спутников. Турбулентные движения приводят к неоднородностям в распределении характеристик атмосферы, которые в результате вызывают флуктуации показателя преломления на пути распространения световой волны. Эти флуктуации приводят к размыванию изображений, тем самым снижая разрешающую способность приборов.

Настоящая работа является продолжением исследования по проверке новой методики расчета распределения C_n^2 по высоте по сигналам обратного рассеяния лидара, подробно описанной в [1]. В дальнейшем планируется продолжить работы в данном направлении.

Литература

1. Чен Б.Б., Крымская Д.Н. Оценка степени турбулентности атмосферы при лидарном зондировании // Вестник КРСУ. Т. 7. №8. 2007. С.60–63
2. Татарский В.И. Распространение волн в турбулентной атмосфере. М.: Наука, 1967. 548 с.
3. Котеров В.Н., Савельев А.Д., Толстых А.И. Численное моделирование аэрооптических полей около приемного порта воздушной обсерватории // Математическое моделирование. Т. 9. № 1. 1997. С. 27–39.
4. Плужник Е.А. Влияние астроклимата и микроклимата башни телескопа на качество изображения: Учебное пособие. Воронеж: Изд-во ВГУ. 2004.

ПРОГРАММНОЕ ОБЕСПЕЧЕНИЕ МОНИТОРИНГ ОЗОНОVOГО СЛОЯ НА МИЛЛИМЕТРОВЫХ ВОЛНАХ

А.Т. Орозобаков

Приводится программное обеспечение мониторинга озонового слоя обсерватории «Иссык-Куль». Описаны программы управления спектро радиометром, представлены блок-схемы алгоритма системы ввода данных от каналов радиометра, программы обработки данных измерений. Измерительный процесс автоматизирован, что позволяет проводить наблюдения за озоновым слоем круглосуточно.

THE SOFTWARE FOR MONITORING OF THE OZONE LAYER IN THE MILLIMETER WAVEBAND

A.T. Orozobakov

The software of the ozone layer monitoring at the observatory "Issyk-Kul" is presented in the article. The program flow diagrams of measurements processing are described in detail. The programs of measuring data processing are partially shown. It is necessary to note that the all measuring process is automated. It allows twenty-four-hour observation of the ozone layer. As a case study the measuring results of one session and a processing of one file are presented.

В обсерватории «Иссык-Куль», расположенной в с. Караой, на северном берегу оз. Иссык-Куль, с 2006 г. проводятся периодические измерения высотного распределения озона на миллиметровых волнах [1–3]. Ниже приводится программное обеспечение спектро радиометра РМС-001, установленного в обсерватории, которое включает три основных компонента:

1. Инициализацию системы.
2. Тестирование оборудования.
3. Управление процессом измерений.

Предписанные программой действия показаны на рис.1. Для их реализации в рамках проекта МНТЦ разработан оконный интерфейс, работающий в среде операционной системы Windows.

Разработаны два варианта программы управления спектро радиометром. По первому варианту ввод и обработка данных от каналов радиометра происходит в реальном масштабе времени, для чего на основе данных от параллельного порта, по которому передаются коды положения крыльчатки обтюлятора, осуществляется сортировка и накопление данных от активных зон обтюлятора.

Данные от каналов АЦП сохраняются в циклическом буфере, размещенном в основной памяти (в ОЗУ) ЭВМ. Объем буфера и соответствующий режим работы устройства PCI(PXI)-

6071E устанавливаются программно путем запуска функций конфигурации системы ввода и функции SCAN_Start() – функции сканирования каналов, реализующей ввод данных с АЦП. Пользователь получает данные для обработки, извлекая их из буфера. Для этой цели на фоне выполняемой устройством PCI(PXI)-6071E функции SCAN_Start() в программном цикле выполняются следующие операции:

- с помощью специальной функции DIG_In_Prt() проверяется значение параллельного порта на соответствие коду одной из четырех активных зон обтюлятора, начиная с первой переходной зоны с кодом Gate1. При этом на время перехода от одной активной зоны обтюлятора к другой работа АЦП стробируется импульсами GATE, поступающими от датчика секторов обтюлятора на предназначенные для них функциональные входы PFI устройства PCI(PXI) 6071E;
- с помощью специальной функции DAQ_Check() проверяется значение текущего указателя rCurrent циклического буфера в ОЗУ. Одним из выходных параметров функции DAQ_Check() является текущий указатель rCurrent буфера АЦП;
- текущий указатель rCurrent сохраняется в памяти с тем, чтобы использовать его как предшествующий указатель rPrevious на

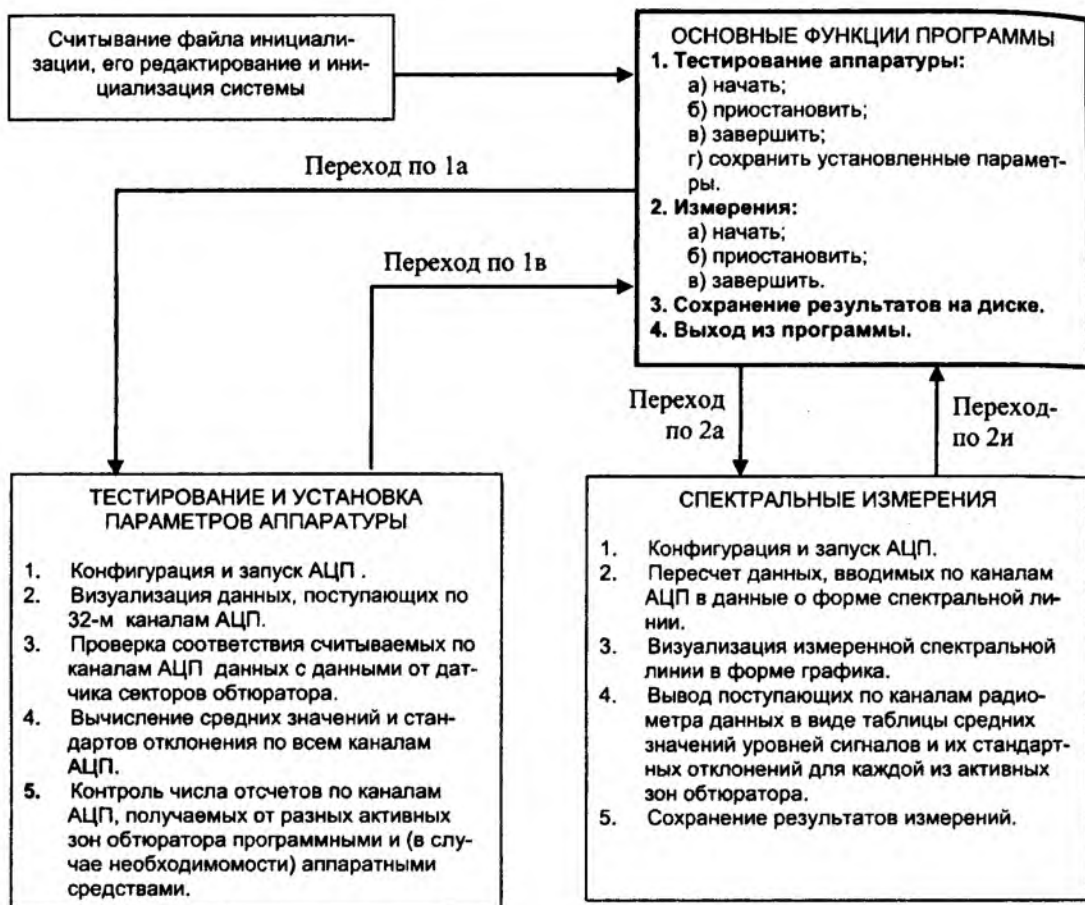


Рис 1. Структура программы управления спектрометрией.

очередном цикле извлечения данных из буфера, поскольку действия по заполнению циклического буфера, которые были инициализированы функцией `SCAN_Start()`, продолжаются непрерывно;

- подсчитывается число циклов сканирования каналов АЦП программно и, если это предусмотрено режимом ввода данных, с помощью встроенного в устройство РС(РХ) 6071Е счетчика по снимаемым с РС(РХ) 6071Е импульсам `STARTSCAN`;
- данные из циклического буфера между предшествующим `rPrevious` и текущим `rCurrent` указателями переносятся в один из четырех (по числу активных зон обтюлятора) буферов (Накопитель 1, Накопитель 2, Накопитель 3 и Накопитель 4), назначением которых является сохранение и накопление получаемых по каналам радиометра данных. Из них берется информация, используемая при вычислении формы спектральной линии. Темп поступления данных в буфер и процедура их обработки должны быть такими, чтобы данные из циклического буфера извлекались прежде, чем они будут модифицированы функцией `SCAN_Start()`.

Общее время ввода данных от АЦП определяется длительностью одного цикла с заданным числом отсчетов N_{max} по каждому из каналов, помноженной на число таких циклов K_{max} . Обе эти величины задаются при инициализации системы на основе информации, получаемой из конфигурационного файла или на основе его редакторской правки.

В режиме тестирования с целью визуализации данные от всех каналов АЦП сохраняются в дополнительных буферах временного хранения. Размер этих буферов относительно невелик, а необходимость в них обусловлена тем, что размер циклического буфера, принимающего данные от АЦП, желательно брать небольшим. Поэтому извлекать из него данные для визуализации не представляется возможным.

По второму варианту (режим 2) данные от АЦП вводятся также циклически. Но при этом в каждом цикле данные сначала в полном (соответствующем одному циклу) объеме сохраняются в расположенном в ОЗУ буфере фиксированного и достаточно большого размера. Затем осуществляется их сортировка и обработка. Принадлежность данных той или иной активной зоне обтюлятора распознается по производимо-

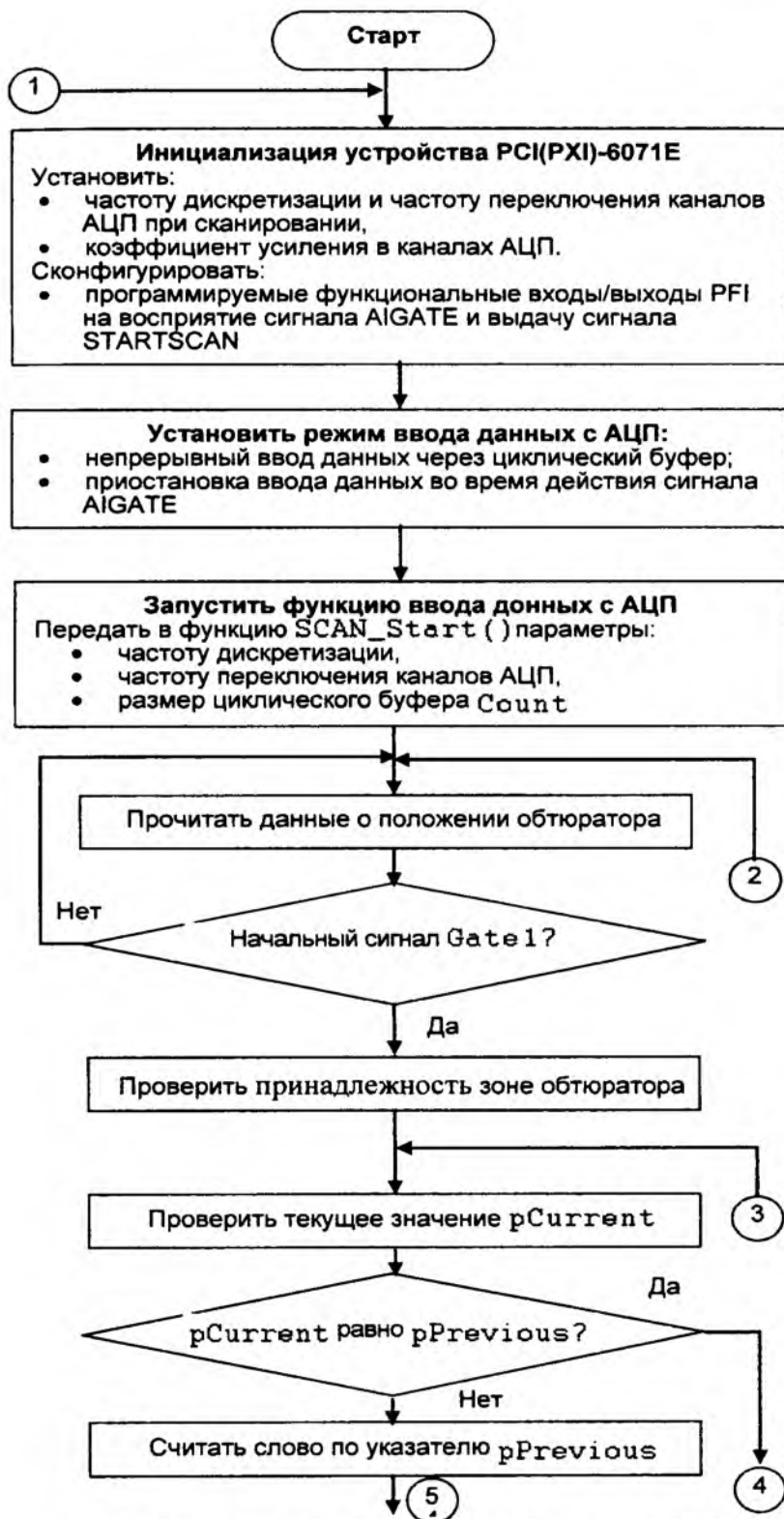
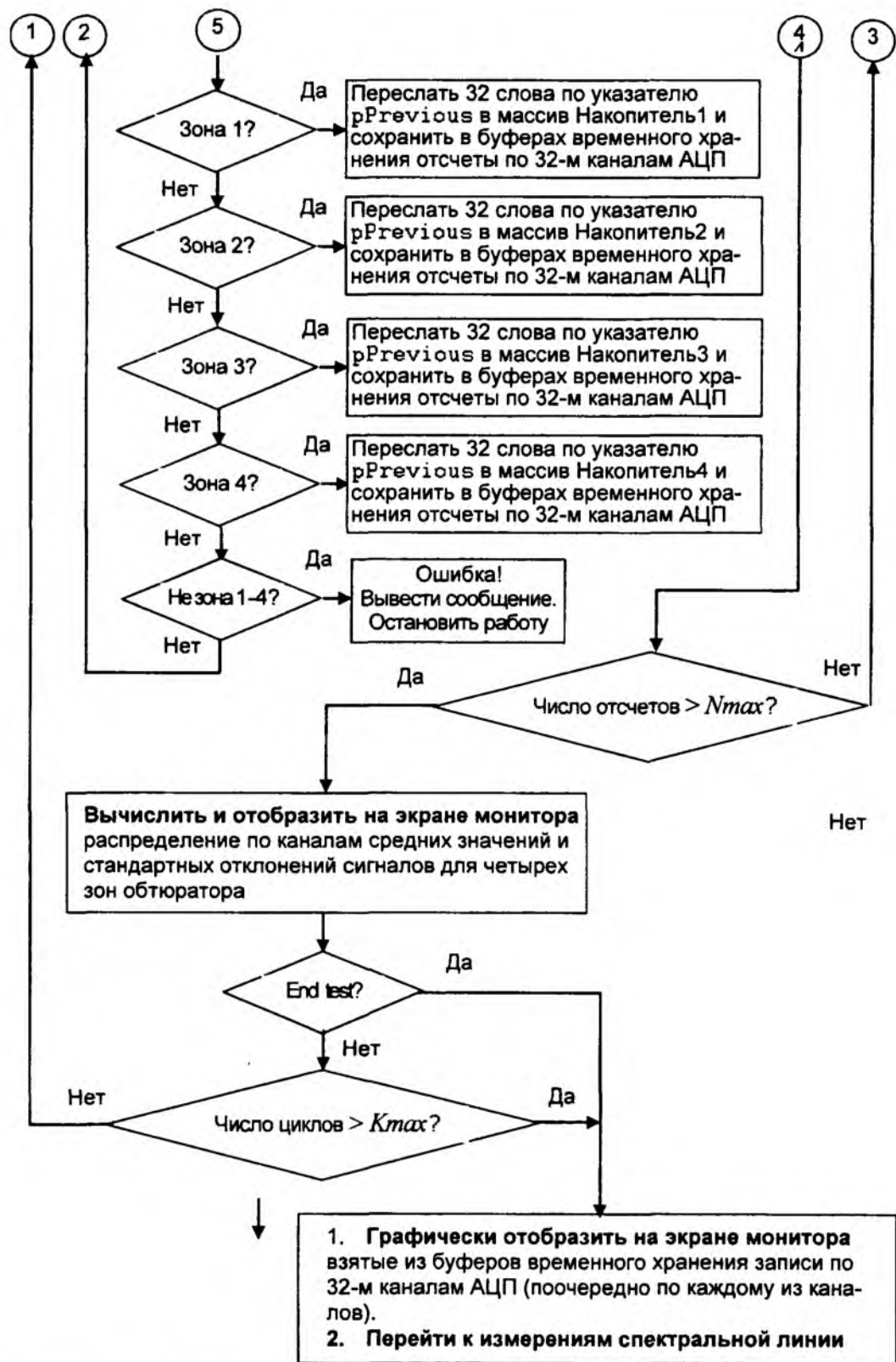


Рис. 2. Алгоритм работы системы ввода и обработки данных.

му на фоне записи данных АЦП в ОЗУ отслеживанию смещения указателя $pCurrent$ и сопутствующего ему изменения кода зон обтюлятора. Отслеживание происходит в программном цикле вызовов функции $DAQ_Check()$ чтения текущего значения указателя $pCurrent$ и функции $DIG_$

$In_Prt()$ ввода данных от параллельного порта устройства PCI(PXI)-6071E. В таком случае длительность одного цикла определяется длиной буфера АЦП. В проводившихся экспериментах она достигала величины ~ 10 с. Недостатком такого способа съема данных является частый и



многократный вызов функций DAQ_Check() и DIG_In_Prt(). Непрерывный (в пределах цикла) рост числа обращений к названным функциям влечет за собой понижение приоритета выполняемого задания и, как следствие, уменьшение частоты вызовов этих функций. Отсюда могут

возникнуть погрешности определения соответствия вводимых от АЦП данных зонам обтюратора. Достоинством соответствующего режиму 2 метода сбора и обработки данных является то, что он предоставляет возможность программной коррекции взаимного расположения кодовой

Data: 16.09.2010.	Time: 9:27:46 - 9:32:16	
METEOROLOGICAL DATA	****	CALCULATION DATA
Ambient temperature 10	Stratosphere temper.	250
Barometric pressure 631	Coefficient BETA	0.93
Relative humidity 69	Obs. zenith Angle	74
Wind velocity 0	Temper. of Reference Load	100
Wind direction 0	Temper. of Black Body	10
Longitude 77		
Latitude 42		
Observ. SITE	KAROI	
Frequency (MHz)	Data	Error
-150.0	176.894372	0.344639
-127.0	177.223736	0.252479
-106.0	178.291642	0.265066
-87.0	178.222254	0.262249
-70.0	179.201021	0.342522
-55.0	181.129475	0.319324
-42.0	181.175755	0.359819
-31.0	181.129219	0.297527
-22.0	182.557931	0.355982
-15.0	183.299929	0.288564
-10.0	184.905906	0.367725
-6.0	186.308620	0.335032
-3.0	187.373182	0.378972
-2.0	187.550549	0.429991
-1.0	187.707210	0.453450
0.0	188.243859	0.507994
1.0	188.222794	0.551492
2.0	187.875923	0.449474
3.0	186.355278	0.428571
6.0	186.172745	0.348051
10.0	185.335450	0.273312
15.0	184.784745	0.330448
22.0	184.146232	0.258525
31.0	182.904076	0.350393
42.0	180.785694	0.355952
55.0	180.947874	0.276286
70.0	180.286459	0.287262
87.0	179.894460	0.269128
106.0	179.666084	0.271940
127.0	179.515154	0.231018
150.0	179.662449	0.300804
-336.0	176.336419	0.276125

Base channel

последовательности, в которой заключены коды зон обтюлятора, относительно вводимых с АЦП данных. Вследствие этого не требуется жесткая привязка положения рупора антенны по отношению к датчику секторов обтюлятора.

Ядро программы измерения спектральной линии также выполнено в соответствии с выбранным режимом ввода – режимом 1 или режимом 2. Дополнительным для нее является пересчет данных, идущих от секторов обтюлятора по каналам радиометра, в данные о форме спектральной линии. Разработаны интерфейс пользователя и ядро режима измерений – программы, реализующие ввод и предварительную обработку данных в том виде, как это описано для тестового режима (рис.2).

Алгоритм работы системы ввода данных от каналов радиометра в режиме тестирования по первому методу представлен блок-схемой (рис.2).

Измерения делятся по сериям. Полученные в каждой серии данные автоматически сохраня-

ются в отдельном файле с местом расположения в текущем каталоге накопителя на жестком диске (табл. 1).

Файл является текстовым (DOS), в начале файла находятся данные об условиях наблюдений, полученные из файла конфигурации программы. Далее идет таблица: первая колонка – расстройка частоты относительно центра линии озона 110836 МГц, вторая – антенные температуры по спектральным каналам, третья – ошибка измерений (ориентировочно) по спектральным каналам. Последняя строчка соответствует опорному каналу.

После завершения процесса измерений данные корректируются на тропосферное ослабление и обрабатываются (восстановление высотного распределения озона).

Озоновый слой описывается аналитически формулой:
$$N_{oz}(Z) = 4N_{max} * \frac{e^{R(Z-H_{max})}}{[1 + e^{R(Z-H_{max})}]^2}$$

Mobile ozonometer
 Resonance frequency 110836.04 MHz
 Number of channels 32
 Observation point Karaoi
 Date 16.09.10
 Time 9:27:46 9:50:20

1 E: 0.0374	C: 0.0371	9 E: 0.0136	C: 0.0134
2 E: 0.0363	C: 0.0357	10 E: 0.0100	C: 0.0102
3 E: 0.0332	C: 0.0339	11 E: 0.0076	C: 0.0075
4 E: 0.0312	C: 0.0323	12 E: 0.0039	C: 0.0053
5 E: 0.0289	C: 0.0285	13 E: 0.0021	C: 0.0035
6 E: 0.0246	C: 0.0246	14 E: 0.0019	C: 0.0021
7 E: 0.0210	C: 0.0209	15 E: -0.0006	C: 0.0009
8 E: 0.0186	C: 0.0170	16 E: 0.0000	C: 0.0000

Sum of squared deviations (E) = 3.010e-006
 Sum of squared deviations (C) = 1.115e-005
 Nmax = 4.577e+012 R = 0.232 Hmax = 25.085 азот

20.0	3.289e+012
21.0	3.683e+012
22.0	4.036e+012
23.0	4.319e+012
24.0	4.505e+012
25.0	4.577e+012
26.0	4.526e+012
27.0	4.358e+012
28.0	4.090e+012
29.0	3.747e+012
30.0	3.358e+012
31.0	2.950e+012
32.0	2.547e+012
33.0	2.167e+012
34.0	1.819e+012
35.0	1.511e+012
36.0	1.244e+012
37.0	1.017e+012
38.0	8.263e+011
39.0	6.680e+011
40.0	5.379e+011
41.0	4.318e+011
42.0	3.457e+011
43.0	2.762e+011
44.0	2.203e+011
45.0	1.755e+011
46.0	1.397e+011
47.0	1.111e+011
48.0	8.828e+010
49.0	7.011e+010
50.0	5.566e+010
51.0	4.418e+010
52.0	3.505e+010
53.0	2.781e+010
54.0	2.205e+010
55.0	1.749e+010
56.0	1.387e+010
57.0	1.100e+010
58.0	8.718e+009
59.0	6.912e+009
60.0	5.480e+009

Total ozone (20-60) = 6.027e+018

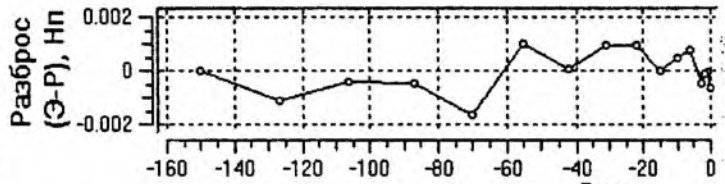
$x(20-60)_{km} = 223 DU$

где Nmax – концентрация озона в максимуме слоя (молекул/см³); Hmax – высота максимума (км); R – характерный параметр убывания озона с высотой (1/км)

В таблице, приведенной на рис. 3, показаны: в 1-м столбце слева – номер канала левого крыла линии; во 2-м столбце – измеренная линия в единицах оптической толщины (поглощения) озона

в Hп; в 3-м столбце – разница между измеренной и рассчитанной линиями; в 4-м столбце – рассчитанная линия озона по подобранному профилю. Процедура восстановления ВРО заключается в последовательной подгонке к измеренному спектру озона теоретического путем подбора "Hmax" при фиксированных "Nmax" и "R". При этом программа восстановления ВРО позволяет

№	Эксперимент	Ошибка	Расчет
1	1	0.0361	0.0011
2	2	0.0354	0.0011
3	3	0.0337	0.0009
4	4	0.0319	0.0009
5	5	0.0295	0.0007
6	6	0.0254	0.0007
7	7	0.0213	0.0007
8	8	0.0183	0.0007
9	9	0.0146	0.0007
10	10	0.0105	0.0006
11	11	0.0087	0.0006
12	12	0.0038	0.0006
13	13	0.0031	0.0005
14	14	0.0017	0.0005
15	15	-0.0002	0.0005
16	16	0.0000	0.0005



Пункт Дата Время начала измерения Время окончания измерения

Распределение давления по высоте P(z) ... Распределение температуры по высоте T(z) ...

Спектральная линия ... N, mol/cm³ R, 1/км H, км

Сумма квадратов отклонений (эксперимент) Сумма квадратов отклонений (расчет)

Профиль

z(max)

z(min)

Рис.3. Восстановление высотного распределения озона.

подогнать графики кривых максимально близко друг к другу, чтобы величина «Сумма квадратов отклонений (расчет)» была минимальной.

Примеры распечаток результатов восстановления с экрана и результатов восстановления вертикального распределения приведены на рис. 3 и табл. 2.

Из табл. 2 можно получить графики ВРО, все результаты наблюдений находятся в банке сбора и обработки данных обсерватории.

Литература

1. Орозобаков Т.О., Кисляков А.Г., Орехов Ю.И., Орозобаков А.Т. и др. Обсерватория для мониторинга озонового слоя Земли в миллиметровом диапазоне длин волн в Среднеазиатском

регионе // Вестник Нижегородского университета им. Н.И. Лобачевского, 2007. №6. С. 44–52.

2. Орозобаков Т.О., Орозобаков А.Т., Саякбаева Б.Б. Восстановление высотного распределения озона над Иссыккульской котловиной по данным радиометрического спектрометра (PMS-001) // Труды международной научно-технической конференции «Альтернативная энергетика и проблемы энергобезопасности». Бишкек, 22–24 апреля 2008 г.
3. Орозобаков А.Т., Саякбаева Б.Б. Наблюдения стратосферного озона над оз. Иссык-Куль радиоастрономическими методами в миллиметровом диапазоне длин волн // Наука и новые технологии, 2009. №3. С.276–279.

НЕКОТОРЫЕ ПРЕДЛОЖЕНИЯ ПО РАЗРАБОТКЕ ФИЛЬТРОВ СВЧ

Т.О. Орозобаков, Р.Р. Камаев, А.С. Капаров, С.М. Сулайманова

Представлены результаты улучшения рабочих характеристик режекторного СВЧ фильтра, упрощения конструкции. Предложена установка внутри волноводной секции двух мраморных пластинок, что привело к более широкой полосе режекции с малым затуханием и уменьшению габаритов фильтра. Также приведены амплитудно-частотные характеристики предложенного режекторного фильтра, показывающие его преимущества по сравнению с известными.

НЕКОТОРЫЕ ПРЕДЛОЖЕНИЯ ПО РАЗРАБОТКЕ ФИЛЬТРОВ СВЧ

T.O. Orozobakov, R.R. Kamaev, A.S. Kaparov, S.M. Sulaimanova

In the paper, the results of improving the working characteristics and simplification of the construction of the microwave filter are presented. As a result of the experimental investigations, it was suggested to put two marble plates inside the waveguide section. It results in getting the wider stopband with small damping and decreasing the size of the filter. The amplitude-frequency characteristics of the suggested rejector filter are also presented. They show the advantages of the filter in comparing with the known before.

В радиотехнических устройствах обычно протекают токи самых различных частот: от очень высоких до низких (звуковых) и даже до тока нулевой частоты (постоянный ток).

Токи некоторых из этих частот должны в определенных целях воздействовать на последующие элементы схемы, в то же время воздействие токов других частот является нежелательным, так как отрицательно влияет на нормальную работу аппаратуры. Поэтому возникает необходимость отделения токов одних частот от токов других частот. Эта задача решается с помощью специальных устройств, называемых электрическими фильтрами [1].

Конструкция и принцип действия таких фильтров определяются в основном рабочим диапазоном частот и требуемым видом частотной характеристики. По виду частотной характеристики (зависимости затухания от частоты) фильтры делятся на фильтры нижних частот (ФНЧ), пропускающие колебания с частотами не выше некоторой граничной частоты f_0 ($0 \leq f \leq f_0$); верхних частот (ФВЧ), пропускающие колебания с частотами выше f_0 ($f > f_0$); полосовые, которые пропускают колебания в конечном интервале частот $f_1 \leq f \leq f_2$ (в частном случае колебания одной частоты) и режекторные или заграждающие фильтры, задерживающие колебания в заданной частотной полосе (полоса непропускания $f_1 \leq f \leq f_2$) [2].

В диапазоне от долей Гц до сотен МГц и более широкое распространение получили фильтры в виде линейных пассивных четырехполюсников, составленных из дискретных элементов: резисторов, конденсаторов и катушек индуктивности.

Действие большинства подобных фильтров основано на использовании реактивного сопротивления (емкостного или индуктивного) и зависит от частоты переменного тока. Высокими фильтрующими свойствами обладают пьезоэлектрические фильтры, рабочий диапазон частот которых простирается от нескольких сотен Гц до 1 ГГц. Особую группу составляют цифровые фильтры, часто выполняемые на интегральных схемах.

В СВЧ технике фильтры реализуют на основе отрезков линии передачи (коаксиальных кабелей, полосковых линий, металлических волноводов и др.), являющихся по существу распределенными колебательными системами. В диапазоне от 100 МГц до 10 ГГц применяют гребенчатые, шпилечные, встречно-стержневые, ступенчатые и другие фильтры из полосковых резонаторов. В диапазоне от нескольких ГГц до нескольких десятков ГГц распространены волноводные фильтры, представляющие собой волноводную секцию с повышенной критической частотой (волноводный ФВЧ), либо секцию, содержащую резонансные диафрагмы или объемные резонаторы (волноводный ФНЧ) [2].

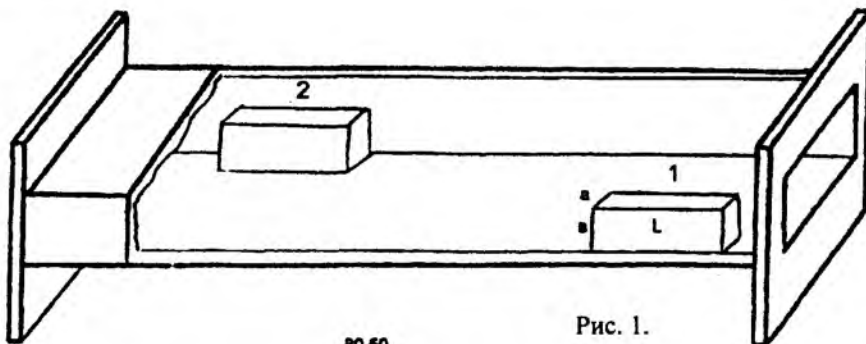


Рис. 1.

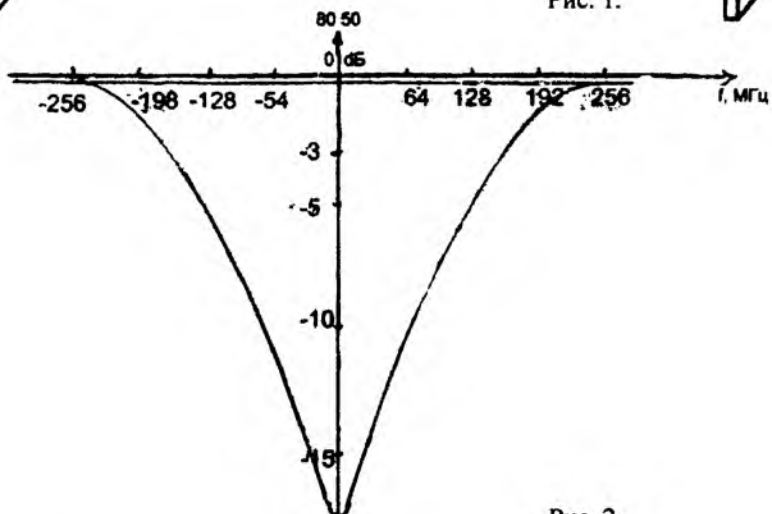


Рис. 2.

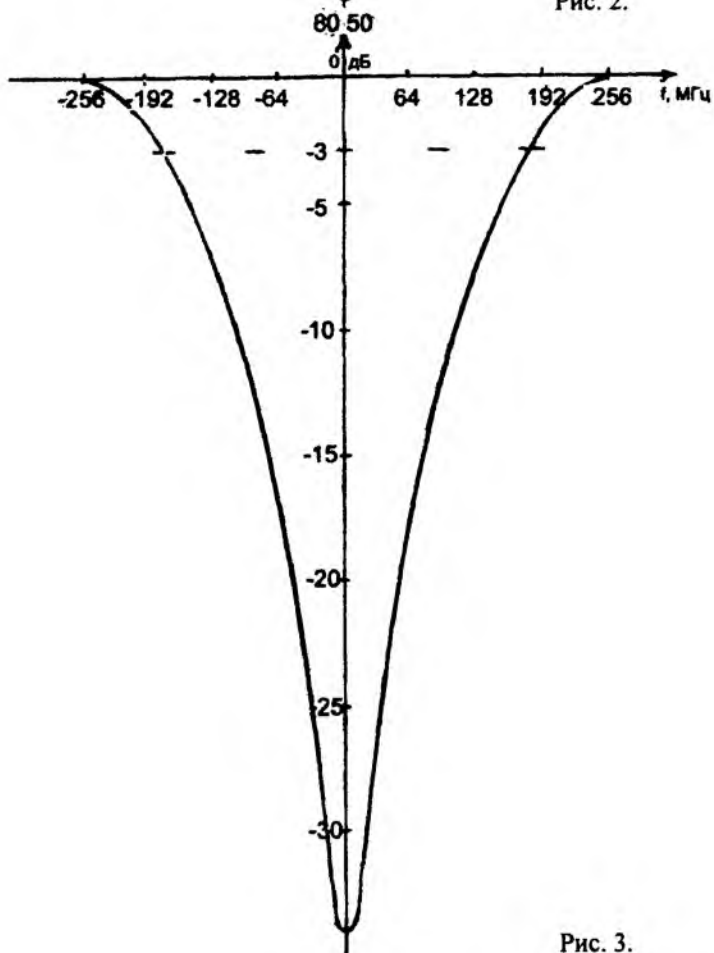


Рис. 3.

Устройства сложения и разделения СВЧ стволов радиорелейных систем основываются на применении полосовых или режекторных фильтров. Они также применяются в приемной и передающей аппаратуре [3,4]. В диапазоне СВЧ фильтры изготавливаются из волноводов. Режекторный фильтр СВЧ представляет собой цепочку внешних резонаторов, связанных с волноводной ячейкой через индуктивные и емкостные элементы связи. Резонатор – это отрезок волноводной линии, один конец которой коротко замкнут, второй конец этого отрезка через элемент связи соединен с общим волноводом. Электрическая длина каждого резонатора кратна половине длине волны в линии. Для настройки резонатора используется специальный настроенный винт, при этом резонатор имеет большую нагруженную добротность. К фильтрам такого вида предъявляются следующие технические требования: для каждого рабочего широкополосного ствола в пределах полосы частот ± 15 МГц коэффициент отражения не должен превышать 2,5%, неравномерность амплитудно-частотной характеристики $\pm 0,1$ дБ, величина потерь 0,6 дБ вне полосы ± 15 МГц, КСВ на данной полосе не менее 1,1.

Недостатками фильтра являются: довольно сложная конструкция – как минимум из четырех резонаторов, в которые вставлены индуктивные стержни, емкостные штыри, винты и т. д., изготовленные чаще всего из цветных и других дорогостоящих металлов, что существенно повышает их стоимость, а также трудоемкость изготовления и настройки фильтра.

Целью нашей работы явилось улучшение рабочих характеристик режекторного СВЧ фильтра, уменьшение его габаритов, упрощение конструкции и экономия расходного материала.

Указанная цель достигается следующим образом: внутри прямоугольной волноводной секции устанавливаются (рис. 1) две идентичные прямоугольные мраморные пластинки [5,6] размерами соответственно $l = \frac{\lambda_g}{3}$; $h = 0,7b$; $d = \frac{\lambda_g}{4\sqrt{\epsilon}}$, плотно прилегающие к узким противоположным

сторонам волновода и расположенные друг от друга на расстоянии $0,7 \lambda_g$; где λ_g – длина волны в волноводе, l – длина, h – высота, d – ширина пластинки, b – высота узкой стороны волновода, ϵ – относительная диэлектрическая проницаемость мрамора.

Исследования данного фильтра дали следующие результаты: более широкая полоса ре-

жекции ± 32 МГц на уровне 30 дБ (по сравнению с эталонным ± 25 МГц) с малым затуханием 0,15 дБ (эталонный 0,6 дБ), улучшением КСВ с 1,1 до 1,03. Габариты фильтра с такими характеристиками составили 60 мм против стандартно-эталонного 400 мм.

Амплитудно-частотные характеристики (АЧХ) предложенного режекторного фильтра приведены на рис.2 и 3. На рис. 2 представлены АЧХ, полученные при установке внутри волновода одной пластины, на рис.3 – при установке внутри волновода двух идентичных пластинок мрамора. Измерения проводились на приборе Р2-60 с рабочим диапазоном частот 5,6–8,33 ГГц. Стандартным для этих частот является волновод с размерами 28,5×12,5 мм. Измерительные заводские секции имеют длину 60 мм. Мраморные пластины изготавливались в виде прямоугольного параллелепипеда с размерами l, h, d . В процессе многочисленных экспериментов определялись оптимальные размеры для каждой частоты. Выявлено, что этими размерами являются:

$$l = \frac{\lambda_g}{3}; \quad h = 0,7b; \quad d = \frac{\lambda_g}{4\sqrt{\epsilon}}.$$

Так, для частоты $f_{cp} = 8060$ МГц получено $l = 16,4$ мм, $h = 8,82$ мм, $d = 4,15$ мм. Средняя частота полосы режекции составляет $f_{cp} = 8050$ МГц ± 32 МГц на уровне затухания, которые даны в следующей таблице:

Уровень затухания, дБ	Полоса режекции, МГц	Δf , МГц
0,15	7814–8348	534
3,15	7836–8240	404
5,15	7865–8218	353
15,15	7957–8145	188
20,15	7988–8118	130
25,15	8004–8097	93
30,15	8018–8082	64

При установке одной пластины мрамора затухание не превышает 18 дБ. Увеличение числа пластинок более двух существенных изменений в АЧХ не вызывает. При установке мраморных пластинок КСВ тракта не изменяется и составляет приблизительно 1,03 вне полосы режекции. По известным классическим соотношениям определяется сдвиг фазы, вносимый одной пластинкой мрамора (диэлектрика),

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi d}{\lambda} = \frac{2\pi d\sqrt{\epsilon}}{\lambda_g},$$

где $\Delta\varphi$ – разность фаз, d – толщина диэлектрика по направлению распространения волны. При $\Delta\varphi = \frac{\pi}{2}$ получаем $d = \frac{\lambda_g}{4\sqrt{\epsilon}}$. Подстановка в дан-

ное выражение значений для частоты $f_{cp} = 8050$ МГц и $\epsilon_{np} = 8,5$ дает $d = 4,21$ мм, что хорошо согласуется со значениями, полученными экспериментально.

Таким образом, предлагаемый режекторный фильтр по сравнению с известными имеет следующие преимущества: существенно упрощена конструкция, в ней отсутствуют короткозамкнутые резонаторные полости с индуктивными стержнями и емкостными штырями, длина одной ячейки режекторного фильтра сокращается с 400 до 60 мм, что ведет к значительной экономии дорогостоящих материалов. При этом следует отметить, что коэффициент линейного расширения мрамора составляет примерно $9 \cdot 10^{-6} \text{K}^{-1}$, поэтому изменения температуры на $\pm 50 \text{K}$ не вызывают изменений в АЧХ фильтра.

Литература

1. Н.М. Изюмов, Д.П. Линде. Основы радиотехники. М.: Энергия, 1971. 478 с.
2. Электроника: Энциклопедический словарь / Гл.ред. В.Ч. Колесников. М.: Сов. энциклопедия, 1991. 688с.
3. Инженерно-технический справочник по электросвязи. Радиорелейные линии. М.: Связь, 1981. 440 с.
4. Модель А.М. Фильтры СВЧ в радиорелейных системах. М.: Связь. 1980. С.191–193
5. Камаев Р.Р., Капаров А.С., Жеенбаев Ж.Ж. и др. О некоторых электро- и радиооптических свойствах мрамора // Эхо науки. 1996. №3.
6. Камаев Р.Р., Капаров А.С., Орозобаков Т. О возможности применения поликристаллических веществ в радиотехнике // Наука XXI века (к 5-летию КРАО). Бишкек, 2002.

УДК 520.8(523.165-539.12)

ТЕМПЕРАТУРНЫЙ РЕЖИМ НИЖНЕЙ АТМОСФЕРЫ И ВАРИАЦИИ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ

Г.Ш. Жунушова

Рассматриваются результаты измерения температурного режима совместно с вариациями солнечной активности с 1999 до 2011 гг. За этот же период приводятся данные вариаций температурного режима для трех уровней: 760 м (ст. Бишкек), 2040 м (ст. Нарын), 3700 м (ст. Тянь-Шань). Рассматривается влияние солнечной активности на температурный режим приземной атмосферы.

TEMPERATURE REGIME OF LOWER ATMOSPHERE AND SOLAR ACTIVITY VARIATIONS

G.Sh. Junushova

The results of measuring temperature regime together with variations of the solar activity are examined in this work the period of time from 1999 to 2011. Data concerning variations of temperature regime for 3 levels are given during this period of time. They are - 760m (Bishkek station), 2040m (Naryn station), 3700m (Tien-Shan station). Influence of solar activity on temperature regime of the ground atmosphere is analyzed.

В настоящее время существуют две гипотезы изменения климата. Первая – это традиционная, когда потепления связывают с антропогенным влиянием на атмосферные процессы парниковых газов (CO_2 , CH_4 , O_3 , H_2O) и аэрозолей, плюс альбедо поверхностного слоя земли и океана.

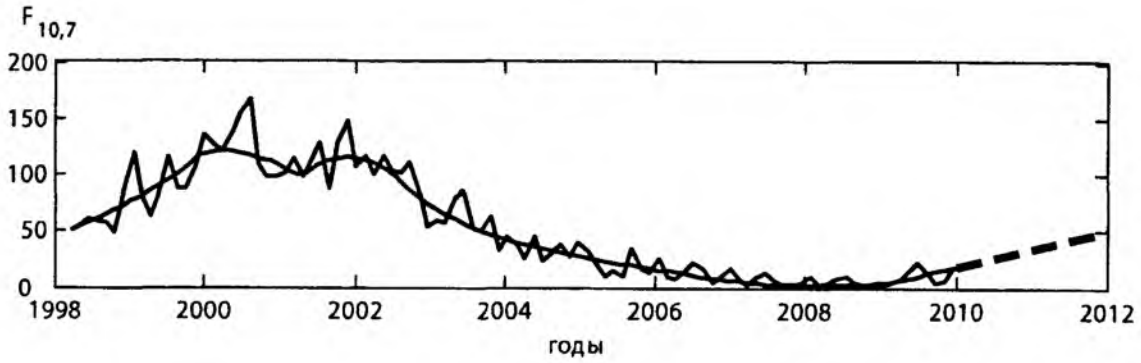
Однако, по мнению других ученых, парниковый эффект не является определяющим. Свидетельством этому являются факты похолодания в периоды 1880–1900 гг. и 1940–1970 гг., которые нельзя объяснить только парниковым

эффектом, а также похолодание в последние 2–3 года.

Вторая точка зрения на причины потепления связана с природными естественными факторами, а именно, с вариациями солнечной постоянной или интенсивностью солнечной активности, а также с временными вариациями космических лучей. Однако эти изменения не столь значимы, чтобы вызвать подобные изменения климата. Необходим усиливающий механизм.

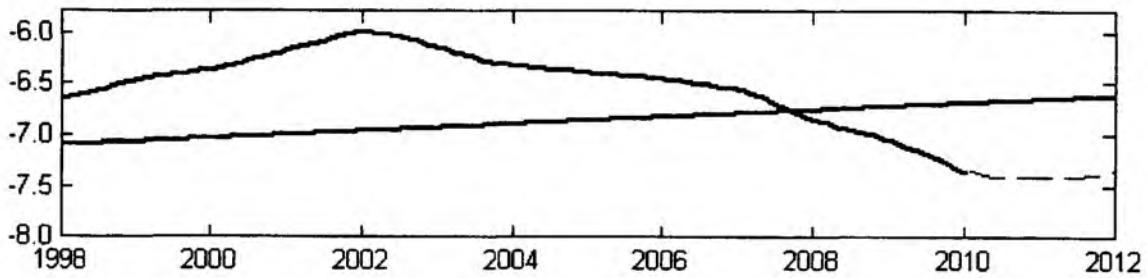
Приведем некоторые известные цифры относительно суммарной солнечной радиации.

а



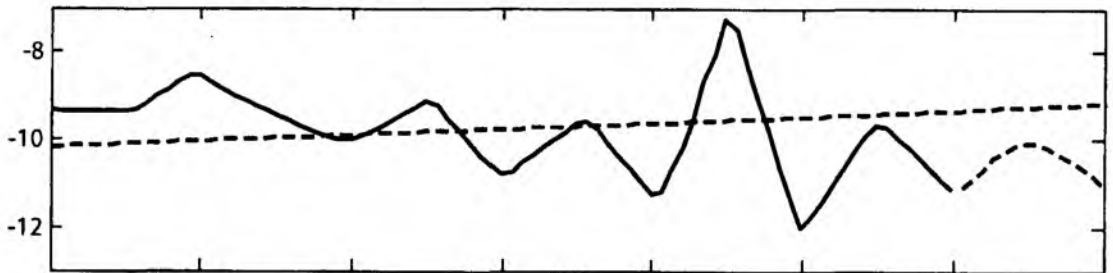
б

Т °С (Тянь-Шань, 3700 м над р.м.)



в

Т °С (Нарын, 2040 м над у.м.)



г

Т °С (Бишкек 760 м над у. м.)

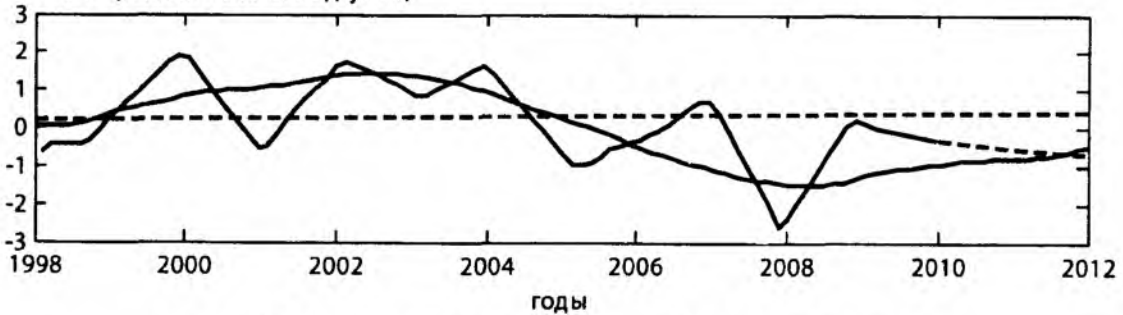


Рис. 1. Вариации радиоизлучения Солнца $F_{10,7}$ (а) и приземной температуры по ст. Тянь-Шань (б), ст. Нарын (в), ст. Бишкек (г).

Так, в результате изменения потока солнечной радиации с 1750 по 2000 гг. радиационное изменение составляет $0,12 \text{ Вт/м}^2$, а при изменении солнечной радиации с 1700 г. по настоящее время – $0,22 \text{ Вт/м}^2$, т. е. в 1,8 раза выше, чем с 1750 по 2000 г. Тем не менее, даже эти доли изменения потока солнечной радиации не дают оснований рассматривать их в качестве основного фактора изменения температуры на верхней границе атмосферы как единственную причину наблюдаемого потепления или похолодания.

Так, радиационное воздействие, связанное с хозяйственным использованием земель, через парниковый эффект оценивается в $0,15 \text{ Вт/м}^2$.

Космические лучи, взаимодействуя с атмосферой, рожают вторичное излучение. Максимальное взаимодействие космических лучей наблюдается в атмосфере на высотах 20–25 км.

Таким образом, космические лучи могут опосредованно через конденсацию капель на аэрозольных частицах существенно влиять на образование нижней облачности до 3 км. Нижняя облачность от общей составляет до 40% и обладает высшим альбедо и по отражательной способности оценивается примерно в 20 Вт/м^2 .

Очевидно, что космические лучи могут оказывать регулирующее действие на облачность, а через нее и на климат. Чем ниже солнечная активность, тем выше интенсивность космических лучей, тем больше облачность и это, естественно, приводит к похолоданию нижней атмосферы.

Что касается облачности, то здесь необходимо учитывать региональные особенности. Так, в зимний период вся европейская территория покрыта облачностью, так как в это время над Европой преобладает циклический тип циркуляции. В Восточной Сибири и Забайкалье господствуют антициклоны и, соответственно, в зимний период облачность максимальная, а максимум облачности приходится на лето и осень.

Анализ полученных результатов. Для изучения этих связей использовались данные о среднемесячных температурах по метеостанциям Бишкек (760 м над ур.м.), Нарын (2040 м над ур.м.), Тянь-Шань (3700 м над ур.м.) за период с 1998 по 2011 гг. За этот период взяты данные о радиоизлучении Солнца на длине волны $10,7 \text{ см}$.

На рис. 1 сверху вниз приведены следующие данные:

а) вариации параметра радиоизлучения Солнца $F_{10,7}$;

б) вариации среднепериодных значений приземной температуры за зимний сезон (с ноября по февраль) для трех уровней: 1-й – 3700 м, 2-й – 2040 м, 3-й – 760 м над ур.м.

Вариации всех рассматриваемых величин представлены за период с 1998 по 2011 г.

Результаты анализа вариаций двух независимых параметров, таких как солнечная активность и среднепериодная температура за холодное полугодие, говорят о следующем: средние за 4 зимних месяца крупномасштабные вариации температуры по станциям Тянь-Шань (3700 м над ур.м.) и Бишкек (760 м над ур.м.) протекают практически в фазе. Данные по температурным вариациям за зимний период по ст. Нарын для крупномасштабных вариаций не согласуются с данными по ст. Тянь-Шань и ст. Бишкек. На этом уровне происходит частая смена ветрового режима, включая и облачность.

В Центральноазиатском регионе зимой существует довольно интенсивная циклоническая деятельность с облачностью до 6,5 баллов. Ее вариации могут быть вызваны изменением как солнечной активности, так и интенсивностью космических лучей. Летом облачность снижается до 0,9 балла.

По этой причине при анализе связи вариаций температурного режима атмосферы с солнечной активностью и космическими лучами рассматривались только среднезимние значения температуры.

Надо полагать, что повышение среднемесячной зимней температуры по ст. Тянь-Шань мало связано с облачностью, поскольку на этих высотах в горах она практически отсутствует. Изменение температуры на этих высотах в большей степени может быть связано с возрастанием ультрафиолетового излучения солнечного происхождения, особенно ее коротковолновой жесткой части. Коротковолновое УФ-излучение активно взаимодействует с кислородом, при этом выделяется дополнительное тепло. Этому соответствует период с 1999 по 2005 г.

В этой связи понижение температуры по ст. Тянь-Шань после 2005 г., очевидно, связано с понижением солнечной активности и, соответственно, потока ультрафиолетовой радиации.

Вариации среднемесячной за зимний период температуры в приземной атмосфере по ст. Бишкек изменяются вслед за солнечной активностью.

Необходимо отметить, что резкое падение приземной температуры в 2008 г. по ст. Бишкек приходится на аномально высокий всплеск интенсивности потока космических лучей. В этот период было также отмечено увеличение доли облаков вертикального развития и доли облаков верхнего яруса.

По этим причинам солнечная активность и космические лучи могут опосредованно влиять на образование нижней облачности на высотах ниже 3 км. Как упоминалось выше, эта облачность от общей составляет примерно 40% и обладает самым высоким альбедо и оценивается ориентировочно в 20 Вт/м^2 , что соизмеримо и выше общей отражательной способности от парниковых газов. Так, суммарное радиационное воздействие на температурный режим нижней атмосферы антропогенных факторов, связанное с действием всей совокупности парниковых газов и аэрозолей, составляет от 0,6 до $2,4 \text{ Вт/м}^2$ при средней $1,6 \text{ Вт/м}^2$.

Очевидно, что космические лучи не только галактические, но и образующиеся при вспышечной солнечной активности могут оказывать управляющее действие на облачность, а через нее и на температурный режим приземной атмосферы, включая изменения регионального и глобального климата Земли. Чем выше интенсивность космических лучей, тем ниже солнечная активность, тем больше облачный покров и, соответственно холоднее среднепериодная за холодное полугодие температура в приземной атмосфере. К средним статистическим данным по конкретному региону можно отнести:

Ярко выраженное похолодание в зимний период 2008 г., когда по всем станциям в Чуйской долине было отмечено резкое похолодание в среднем на $\Delta T = -(3-5)^\circ\text{C}$. При этом, по данным метеостанции Жаны-Жер, расположенной на плато в 200 км на северо-запад, это похолодание соответствовало -5°C .

Похолодание 2005 г. было сравнительно с небольшим изменением $\Delta T = -1,5^\circ\text{C}$, при ошибке $\pm 0,3^\circ\text{C}$.

2001 г. понижение температуры составило $-1,5^\circ\text{C}$ при ошибке измерения температуры $\pm 0,3^\circ\text{C}$.

Из вышеприведенного следует, что сравнительно резкие изменения в температурном режиме в приземной атмосфере отмечаются тогда, когда происходят значимые скачки в скорости выброса солнечной радиации и, соответственно, потока космических лучей. В остальные периоды резких отклонений температуры в сторону похолодания не отмечается.

Все понижения температуры отмечаются только в вариациях приземной температуры на уровне 760 м (ст. Бишкек), при этом большие градиенты отмечаются в уровне вспышечной солнечной активности и, соответственно, в космических лучах.

Литература

1. Каримов К.А., Жунушова Г.Ш. Колебания температурного режима в высокогорных районах Кыргызстана и солнечная радиация // Известия НАН КР. 2005. № 3. С. 46–49.
2. Каримов К.А., Гайнутдинова Р.Д. Изменения регионального климата, обусловленные природными и антропогенными факторами / «Экология Кыргызстана»: под ред. проф. Каримова К.А. Бишкек: Илим, 2000. С. 66–81.
3. Будыко М.И. Климат в прошлом и будущем. Гидрометеиздат, 1980. С. 4–6.
4. Энергичные частицы в магнитосфере Земли: под ред. Мигулина В.В. М.: Мир, 1990. 440 с.
5. Космические лучи и потепление климата Земли / Ермаков В.И., Сташков Ю.И., ЦАО Росгидромета, ФИАН (www.pdfactory.com)
6. Svensmark H. and Friis – Christensen // J. Atm. Solar-Terr. Physics. 1997. V. 59. P.225.

МЕТОДЫ ЗАЩИТЫ ОТ ПРОСЛУШИВАНИЯ ВТОРОГО РОДА В ЦИФРОВЫХ СИСТЕМАХ СВЯЗИ

Р.Р. Камаев, Д.Ш. Осмоналиев

Рассматриваются методы защиты информации от прослушивания второго рода путем создания алгоритма, позволяющего варьировать длиной блока в силу использования параметра как размерности матрицы.

METHODS DEFENCE FROM LISTEN SECOND OWN IN DIGITAL COMMUNICATION SYSTEMS

R.R. Kamaev, D.Sh. Osmonaliev

In this article examine the methods defense information from listen second own way create algorithms allows change lengths blocs for use parameter size matrix.

Радиотехнические каналы являются наиболее незащищенным элементом в системах цифровой связи, так как они всегда доступны для прослушивания и, следовательно, для изучения расписания, маршрутизации и интенсивности передач, а также содержания передаваемой информации.

Нарушитель прослушивает и сохраняет весь поток информации пункта связи А и пункта связи Б. Он имеет возможность сравнить сохраненный информационный поток пункта связи А с информационным потоком пункта связи Б на предмет поиска одинаковых сообщений.

Таким образом, им определяется маршрутизация той части информационного потока, которая представляет для него повышенный интерес. Анализ периодичности, продолжительности и расписания передачи сигналов с найденными одинаковыми сообщениями на концах прослушивания А и Б дает возможность нарушителю строить эффективные атаки на систему связи. Такой вид анализа работы системы связи называется прослушиванием второго рода.

Защита от прослушивания второго рода в системах связи с регенеративной ретрансляцией решается преобразованием информации на аппаратуре ретрансляции (космический аппарат, базовая станция). В схему преобразования информации добавляется алгоритм маскирования (зашумления) сообщений. При встраивании подобного вида защиты в уже существующую

систему связи возникает задача усовершенствования радиотехнических средств без аппаратной доработки, т.е. программным способом.

Алгоритм маскирования, используемый на ретрансляторе, должен отвечать следующим требованиям:

- иметь гибкую программную реализацию, не привязанную к конкретной аппаратуре;
- иметь возможность преобразовывать информацию на проходе со скоростью не менее 10 Мбит/с;
- быть нестационарно стойким (или условно стойким) [1].

Наиболее подходящими для реализации в компьютерных системах процедур нестационарно стойких шифров являются блочные шифры разового пользования, т.е. шифры, ключевой оператор которых явно зависит от временного параметра t . Характер изменений этого параметра определяет временные интервалы «разового пользования» ключевым материалом.

Идея разового пользования была сформулирована в работе [2] на примере преобразования Л.Хилла, где рассматривается аффинное отображение Z_q^n на Z_q^n (здесь Z_q – кольцо вычетов по mod q кольца целых чисел Z):

$$y = (K_t x + d) \bmod q, \quad (1)$$

где элементы матрицы K_t зависят от временного параметра t .

Для обратимости отображения (1) требуется, чтобы выполнялось условие:

$$\text{НОД}(\det K_t, q) = 1. \quad (2)$$

В такой постановке проблема разового пользования ключом сводится к задаче генерации квадратных матриц K_t , зависящих от параметра t и удовлетворяющих условию (2).

Для ее решения были использованы инволютивные и треугольные матрицы. Естественно обобщить этот метод динамического (т.е. зависящего от t) и биективного отображения Z_q^n на Z_q^n , базируясь на генерации в каждый момент t случайных матриц над Z_q требуемых порядков. Назовем этот метод обобщенным методом Хилла.

Сформулируем сначала требования, предъявляемые к конструированию подобных отображений.

Первое требование: отображение должно удовлетворять принципу Хопфа.

В классической работе [3] К. Шеннон разработал ряд приемов построения кодирующих (и декодирующих) отображений, которые направлены на осложнение криптоанализа. Это так называемые методы распыления и зашумления, которые далее были синтезированы им в метод перемешивания. К. Шеннон отмечает, что к хорошему перемешиванию приводят не коммутрующие между собой процедуры (на примере исследований Е.Хопфа), а методы, использующие операции разнотипных (т.е. несовместимых) алгебраических систем. Именно последние требования названы принципом Хопфа.

Второе требование: компьютерная согласованность. Конструируемое отображение должно использовать типы и структуры данных, операции над которыми допускают реализацию в используемой вычислительной среде [4].

Третье требование: принцип гибкой динамичности. Конструируемое отображение должно обеспечивать в каждый момент времени t гибкое управление рандомизацией ключевого материала.

Известный в вычислительной практике метод Гаусса-Зейделя решения систем уравнений подставляет следующий прием построения динамичного биективного отображения Z_q^n на Z_q^n , удовлетворяющий нижеследующим требованиям.

1. Модуль q выбирается в виде $q = 2^N$, где N – длина регистров используемой вычислительной среды. Предполагается, что арифметический процессор обладает устройством умножения двух N -битовых операндов с сохранением $2N$ -битового результата.

2. Генерируется «материнская» случайная матрица над Z_2^N или в более простом и более гибком случае «псевдослучайная матрица» размер-

ности $n \times n$. $n \cdot N$ бит – размерность блока данных за один раунд маскирования (демаскирования).

3. Кодирующее (шифрующее) отображение формируется в форме Гаусса-Зейделя:

$$\begin{aligned} y_1 &= |x_1 + \# a_{11}x_2 \oplus a_{12}x_3 \oplus \dots \oplus a_{1,n-1}x_n \#_N \oplus a_{1n}|z^N; \\ y_2 &= |x_2 + \# a_{21}x_3 \oplus a_{22}x_4 \oplus \dots \oplus a_{2,n-1}y_1 \#_N \oplus a_{2n}|z^N; \\ y_3 &= |x_3 + \# a_{31}x_4 \oplus a_{32}x_5 \oplus \dots \oplus a_{3,n-2}y_1 \oplus a_{3,n-1}y_2 \#_N \oplus a_{3n}|z^N; \\ &\dots \\ y_n &= |x_n + \# a_{n1}y_1 \oplus a_{n2}y_2 \oplus \dots \oplus a_{n,n-1}y_{n-1} \#_N \oplus a_{nn}|z^N. \end{aligned}$$

При этом декодирующее отображение (дешифрование) имеет ту же форму Гаусса-Зейделя:

$$\begin{aligned} x_n &= |y_n - \# a_{n1}y_1 \oplus a_{n2}y_2 \oplus \dots \oplus a_{n,n-1}y_{n-1} \#_N \oplus a_{nn}|z^N; \\ x_{n-1} &= |y_{n-1} - \# a_{n-1,1}x_n \oplus a_{n-1,2}y_1 \oplus \dots \oplus a_{n-1,n-1}y_{n-2} \#_N \oplus a_{n-1,n}|z^N; \\ x_{n-2} &= |y_{n-2} - \# a_{n-2,1}x_{n-1} \oplus a_{n-2,2}x_n \oplus a_{n-2,3}y_1 \oplus \dots \oplus a_{n-2,n-1}y_{n-3} \#_N \oplus a_{n-2,n}|z^N; \\ &\dots \\ x_1 &= |y_1 - \# a_{11}x_2 \oplus a_{12}x_3 \oplus \dots \oplus a_{1,n-1}x_n \#_N \oplus a_{1n}|z^N. \end{aligned}$$

Здесь используются следующие обозначения:

- $| \cdot |z^N$ – операция взятия вычета по $\text{mod } 2^N$;
- \oplus – операция побитового хог;
- $| a+b |z^N$, $| a-b |z^N$ – операции сложения и умножения по $\text{mod } 2^N$;
- ab – операция арифметического умножения двух N -разрядных целых чисел с формированием $2N$ -битового результата;
- $\# \#_N$ – операция перемешивания битов $2N$ -битового слова с получением в результате N -битового слова по следующей схеме: из $2N$ -битового слова выделяется (псевдослучайно) блок из N битов, которые побитово перемножаются по модулю два с оставшимися N -битами исходного $2N$ -битового слова.

Все используемые здесь операции не перестановочные и максимально приближены к программной реализации.

Алгоритмическая сложность этого типа преобразований главным образом определяется $n(n-1)$ операциями над целыми числами и реализацией операции $\# \#_N$. Свой вклад в алгоритмическую сложность вносят динамические преобразования ключевой материнской матрицы на каждом шаге кодирования.

Если требуется ослабить вычислительную сложность конструируемого отображения, то вместо операции арифметического умножения можно использовать арифметическое сложение це-

лых N -разрядных чисел. Также можно модифицировать операцию \mathbb{H}_N в операцию псевдослучайного считывания при использовании N -битового блока из $(N+1)$ -битового слова, в случае применения операций арифметического сложения. В этом случае ослабляется требование к размеру и способу формирования матрицы преобразования. Гибкая динамичность в управлении ключевым материалом достигается за счет использования различных форм псевдослучайных перестановок элементов матрицы преобразования.

Таким образом, алгоритм позволяет варьировать длиной блока в силу наличия такого параметра, как размерность матрицы. В зависимости от размера открытого текста можно подбирать и размер матрицы, чтобы уменьшить число раундов маскирования.

УДК 535.225; 534.13

ЭФФЕКТ ДОПЛера

М. Н. Раимкулов

Проанализирована сущность эффекта Доплера и показана логика влияния движения источника на частоту волны, воспринимаемой приемником. Показано, что эффект Доплера является не чем иным, как прямым следствием первого закона Ньютона.

THE DOPPLERS EFFECT

M.N. Raiymkulov

At this article the essence of the Doppler's effect anew is analysed and the logic of influence of a source's movement on frequency of a wave perceived by the receiver is shown. It is as a result shown, that the Doppler's effect is not than other, as a direct consequence of the first law of Newton.

Эффект Доплера для электромагнитных волн

Ранее было сделано предположение [1], что электромагнитная волна представляет собой вращающийся вихрь, состоящий из физических точек, имеющих массу и соответственно подверженных закону передачи импульса. Исходя из этого сделано предположение, что электромагнитная волна, и световая в частности, подвержена принципу сложения скоростей источника и самой волны. В настоящее время основным и практически единственным экспериментальным фактом, на основе которого сделано предположение о независимости скорости света от движения источника и приемника, является опыт Майкельсона-Морли. В свое время результаты данного опыта ученые не могли объяснить ис-

Динамичность в формировании и управлении ключевым материалом также дает возможность подбирать сложность и скорость маскирующих преобразований в зависимости от поставленных задач.

Литература

1. Ковалев А.М., Скобелев В.Г. Нестационарные стойкие шифры: модели и методы // Информационная безопасность. Мат-лы VI междунар. научно-практич. конф. Таганрог, 2004. С. 250–252.
2. Лидл Р., Пильц Г. Прикладная абстрактная алгебра: Учебное пособие / пер. с англ. Екатеринбург: Изд. Урал. ун-та, 1996.
3. Шеннон К. Теория связи в цифровых системах // Шеннон К. Работы по теории информации и кибернетике. М.: ИИЛ, 1963. С.333–402.

ходя из предположения о том, что для распространения электромагнитных волн нужна специальная среда. И только Эйнштейн смог дать логическое обоснование результатов опыта, полученных Майкельсоном и Морли, постулирував, что скорость света постоянна и неизменна в любой инерционной системе и не зависит ни от движения источника, ни от движения приемника света. Также он сделал предположение о том, что для распространения электромагнитных волн нет необходимости в специальной среде, – эфире.

Автором настоящей статьи еще раз был проанализирован данный опыт [2] и было показано, что его результаты можно описать иным способом, т.е. исходя из первого закона Ньютона или, иначе говоря, на основе сложения скорости све-

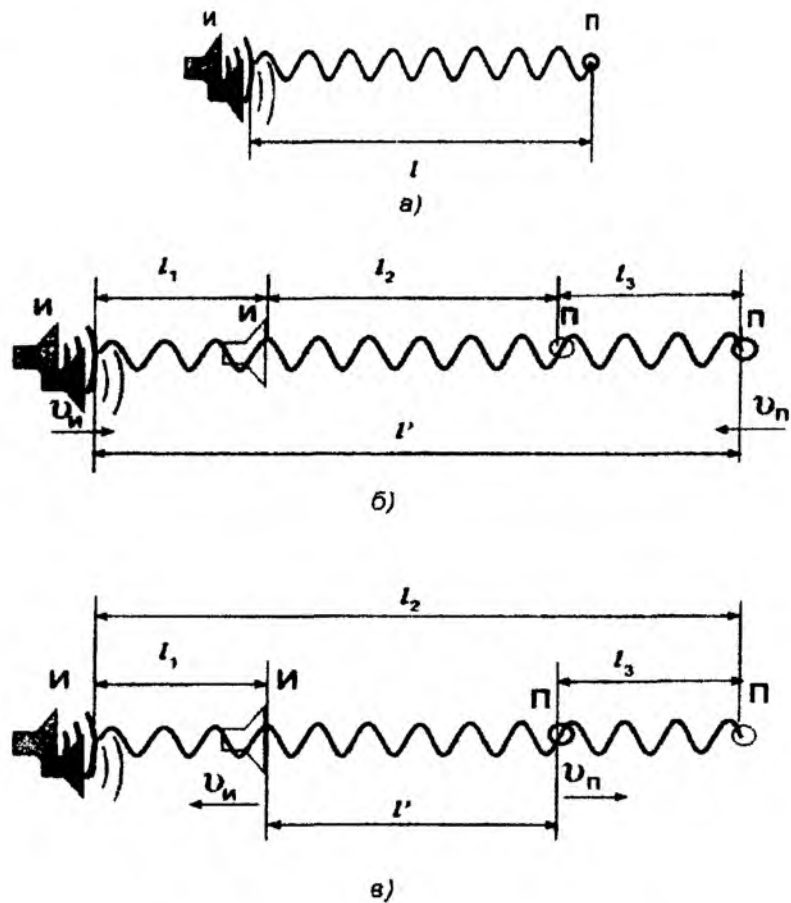


Рис. 2.

- а) источник и приемник звука неподвижны;
 б) источник и приемник звука движутся навстречу друг другу;
 в) источник и приемник звука движутся в противоположные стороны.

та со скоростью источника и приемника. Таким образом, если предположить, что на скорость света влияет скорость источника света, а на восприятие скорости света влияет и скорость приемника, то это означает, что в природе физических явлений это должно найти какое-то отражение. И таким отражением свойства сложения скоростей, по мнению автора, может служить известный эффект Доплера, который проявляется как для звуковых, так и для электромагнитных волн. Поэтому попробуем еще раз разобраться в сути этого эффекта и начнем с рассмотрения эффекта Доплера для электромагнитных волн (рис. 1).

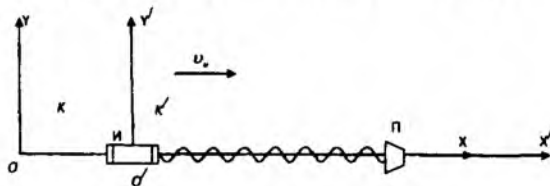


Рис. 1

Свяжем с приемником света начало координат системы K , а с источником – начало коор-

динат системы K' . Оси X и X' направим вдоль вектора скорости v_s , с которой система K' (т.е. источник) движется относительно системы K (т.е. приемника). Уравнение плоской световой волны, испускаемой движущимся источником (находящимся в системе координат K'), по направлению к неподвижному приемнику, в системе K , будет иметь вид:

$$E(x, t) = A \cos\left(\omega\left(t - \frac{x}{v_c}\right) + \alpha\right), \quad (1)$$

где v_c – скорость света в системе координат K ;
 ω – частота волны, фиксируемая в системе координат K , связанной с приемником.

В подвижной системе координат K' уравнение плоской световой волны, испускаемой источником света, находящимся в этой системе и соответственно движущимся вместе с этой системой, будет иметь вид:

$$E'(x', t') = A' \cos\left(\omega'\left(t' - \frac{x'}{v_c}\right) + \alpha'\right). \quad (2)$$

Так как мы предполагаем, что движение электромагнитной волны подвержено первому

закону Ньютона, то уравнение волны в системе K можно получить из уравнения в системе K' , перейдя от значений $\alpha', A', x', t', v'_c$ к значениям α, A, x, t, v_c , используя преобразования Галилея:

$$\begin{cases} A' = A \\ \alpha' = \alpha \\ t' = t \\ x' = x - v_u t' = x - v_u t \\ v'_c = v_c - v_u \end{cases}, \quad (3)$$

где v'_c – скорость света в системе координат K' ; ω' – частота волны, фиксируемая в системе координат K' , связанной с источником света; v_u – скорость удаления системы координат K' от системы координат K и соответственно это скорость движения источника света.

Тогда подставив полученные значения в формулу (2), получим:

$$\begin{aligned} E'(x, t) &= A \cos(\omega'(t - \frac{x - v_u t'}{v_c - v_u}) + \alpha) = \\ &= A \cos(\omega'(\frac{v_c t - v_u t' - x + v_u t}{v_c - v_u}) + \alpha) = \\ &= A \cos(\omega'(\frac{v_c t - x}{v_c - v_u}) + \alpha) = \\ &= A \cos(\frac{v_c}{v_c - v_u} \omega'(t - \frac{x}{v_c}) + \alpha). \end{aligned} \quad (4)$$

Из формул (2) и (4) видно, что частота, воспринимаемая приемником в неподвижной системе координат, равна:

$$\omega = \frac{v_c}{v_c - v_u} \omega'. \quad (5)$$

В данном случае:

$$v_c = v'_c + v_u. \quad (6)$$

Тогда:

$$\omega = \frac{v'_c + v_u}{v'_c + v_u - v_u} \omega' = (1 + \frac{v_u}{v'_c}) \omega' \quad (7)$$

Из этой формулы видно, что чем больше скорость источника v_u , тем больше частота электромагнитной волны, воспринимаемой приемником ω .

Если сравним полученные зависимости для изменения частоты электромагнитной волны, при рассмотрении эффекта Доплера, с известными ранее, когда зависимость изменения частоты получалась с помощью преобразований Лоренца [3], то увидим их идентичность:

$$\omega = \frac{\omega'}{1 - \frac{v_u}{v_c}} = \frac{v_c}{v_c - v_u} \omega'. \quad (8)$$

То есть полученная величина частоты электромагнитной волны, излучаемой движущимся

источником и воспринимаемой неподвижным приемником, одна и та же как при использовании преобразований Лоренца (8), так и при использовании преобразований Галилея (5). Разница лишь в том, что в классическом понимании эффект Доплера – это изменение частоты волны при неизменной скорости по отношению к приемнику, а предложенная логика говорит о том, что частота волны остается неизменной, а изменяется скорость ее прохождения относительно приемника, которая фиксируется им как изменение частоты. Конечно, окончательный ответ может дать экспериментальный результат, но, к сожалению, измерить сложение скорости света со скоростью движения источника – задача весьма сложная. Однако мы помним, что существует также эффект Доплера для звуковых волн, измерить скорость которых задача гораздо более простая, поэтому далее рассмотрим его.

Эффект Доплера для звуковых волн

Предположим, что источник и приемник звука движутся навстречу друг другу, а звук направлен по прямой от источника к приемнику. В этом случае частота звука относительно движущегося источника равна:

$$v = \frac{v_3}{\lambda}, \quad (9)$$

где v_3 – скорость звука относительно источника; v – частота звука;

λ – длина волны звука, испускаемая источником звука.

Длина волны в этом случае будет соответственно равна:

$$\lambda = \frac{v_3}{v}. \quad (10)$$

Тогда частота звука относительно приемника будет равна:

$$v' = \frac{v'_3}{\lambda}, \quad (11)$$

где v'_3 – скорость звука относительно приемника.

В данном случае скорость звука равна:

$$v'_3 = v_3 + v_u + v_n, \quad (12)$$

где v_u – скорость источника звука; v_n – скорость приемника звука.

Тогда частота звука, воспринимаемая приемником, будет равна:

$$v' = \frac{v_3 + v_u + v_n}{\lambda}. \quad (13)$$

Подставив значение длины волны, излучаемой источником (формула (10)), получим:

$$v' = \frac{(v_3 + v_u + v_n)}{v_3} v = (1 + \frac{v_u}{v_3} + \frac{v_n}{v_3}) \cdot v. \quad (14)$$

Из формулы (14) видно, что чем быстрее движение источника и приемника навстречу

друг другу, тем больше частота звука, воспринимаемая приемником. Аналогично получаем для случая движения приемника и источника в противоположные стороны, когда скорости движения источника и приемника будут вычитаться из скорости звука:

$$v' = \frac{(v_3 - v_u - v_n)}{v_3} v = \left(1 - \frac{v_u}{v_3} - \frac{v_n}{v_3}\right) \cdot v. \quad (15)$$

Посмотрим, как это выглядит в действии. Как известно, частота звука – величина, обратная времени:

$$v = \frac{1}{t}. \quad (16)$$

За одно и то же время t , при различных скоростях звука, относительно приемника расстояние, которое пройдет звуковая волна, будет различным и соответственно различным будет число «гребней» и «впадин» звуковой волны с частотой источника, укладываемых на этих расстояниях (рис. 2):

$$l = v_3 \cdot t, \quad (17)$$

$$l' = v'_3 \cdot t = (v_3 + v_u + v_n) \cdot t \quad (18)$$

или

$$l' = v'_3 \cdot t = (v_3 - v_u - v_n) \cdot t. \quad (19)$$

При движении источника и приемника навстречу друг другу $v'_3 > v_3$, имеем $l' > l$, тогда:

$$v' = \frac{l'}{\lambda t} > v = \frac{l}{\lambda t}. \quad (20)$$

И, наоборот, при удалении источника и приемника друг от друга $v'_3 < v_3$ мы имеем $l' < l$, тогда:

$$v' = \frac{l'}{\lambda t} < v = \frac{l}{\lambda t}. \quad (21)$$

То есть длина волны, воспринимаемая источником, остается неизменной, тогда как количество гребней и впадин зависит от расстояния, которое успевает пройти звуковая волна за время t . Чем большее расстояние она проходит, тем большее количество гребней и впадин умещается на этом расстоянии и соответственно тем большее их количество пройдет через приемник, который и зафиксирует соответствующее количество длин волн, то есть соответствующую частоту сигнала. Это означает, что изменяется не длина волны, а скорость ее восприятия, т.е. количество длин волн, воспринимаемых за определенный промежуток времени t .

Таким образом, следует отметить, что в данном случае зависимость изменения частоты звука, воспринимаемого приемником, универсальна, то есть она одинакова как для случая движения источника звука, так и для случая движения приемника звука.

Оба эффекта: эффект Доплера для электромагнитных волн и эффект Доплера для звуковых волн были проанализированы с позиции сложения скорости волны со скоростью источника. Как было отмечено выше, измерить сложение скорости света (электромагнитной волны) со скоростью ее источника задача весьма сложная, однако измерить сложение скорости звука со скоростью источника – задача, которую сегодня можно решить. Поэтому, чтобы подтвердить или опровергнуть выдвинутое нами предположение, был проведен эксперимент на сложение скорости источника звука со скоростью звука, излучаемого этим источником [4]. Эксперимент показал, что в том случае, когда звук и источник звука движутся в одном направлении, скорость звука складывается со скоростью движения источника. Это означает, что результаты эксперимента подтвердили (хотя бы в отношении скорости звука) предположение о том, что эффект Доплера получается вследствие сложения (или вычитания) скоростей источника и излучаемой им волны.

Также следует отметить, что объяснение эффектов Доплера для звуковой и электромагнитной волн в данном случае одинаковы. Т.е. это как универсальный принцип, применимый к обоим случаям, что может служить дополнительным косвенным доказательством того, что электромагнитная волна также подвержена принципу сложения скоростей источника и самой волны, и само существование эффекта Доплера лишь подтверждает этот принцип.

Таким образом, можно сделать следующие выводы:

1. Суть эффекта Доплера заключается не в изменении частоты волны, излучаемой источником, а в скорости этой волны, которая за одно и то же время может пройти большее или меньшее расстояние и соответственно иметь большее или меньшее количество гребней и впадин, укладываемых на этом расстоянии.

2. Предложенная логика говорит о том, что частота электромагнитной или звуковой волны остается неизменной, а изменяется лишь скорость ее прохождения относительно приемника, которая фиксируется им как изменение частоты и вызывает эффект, известный сегодня как эффект Доплера.

3. Эффект Доплера это не некое специфическое явление, открытое Доплером и названное эффектом Доплера, а прямое следствие закона сложения скоростей источника и излучаемой им волны, т.е. первого закона Ньютона.

Литература

1. Раимкулов М.Н. Исследование возможностей использования нанотехнологии при создании новых материалов и совершенствовании оптико-информационных систем. Раздел: «Исследование принципов распространения и взаимодействия электромагнитной волны» / Отчет НИР, № гос. рег. 0005488 НАН КР. Бишкек, 2010. С. 51–54.
2. Раимкулов М.Н. Новый взгляд на опыт Майкельсона-Морли // ИФТПИМ НАН КР: Физика, 2010. №2. С.123–128.
3. Савельев И.В. Общий курс физики. Т. 2: М.: Наука, 1988. С. 476–478.
4. Раимкулов М.Н., Жээнбеков А.А. и др. Эффект Доплера для звуковых волн и сила инерции // Известия вузов. 2010. №4. С. 5–8.

УДК: 520.8(523.165+539.12)

ЗАВИСИМОСТЬ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ ОТ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ

С. В. Крылов

Рассматриваются результаты измерений космических лучей и их временные вариации совместно с данными о солнечной активности. Определена аналитическая зависимость интенсивности космических лучей от солнечной активности.

DEPENDENCE OF COSMIC RAYS FROM SOLAR ACTIVITY

S.V. Krylov

In this work the results of measurements of cosmic rays and their temporary variations together with solar activity data have been analyzed. The analytical dependence of cosmic rays intensity upon the solar activity was analyzed.

Исследование изменений солнечной активности и потока космических лучей имеет важное значение для многих научных направлений в области солнечно-земных связей. В середине прошлого века была создана мировая сеть станций, включающая свыше 150 пунктов измерений, на которых проводится непрерывная регистрация космического излучения.

Многие регистрирующие станции находятся высоко в горах, на некоторых станциях проводятся подземные наблюдения, регулярно проводится запуск в стратосферу баллонов с приборами автоматической регистрации космического излучения на различных высотах атмосферы [1–5].

Остановимся на методах наблюдения за космическими лучами и солнечной активностью на примере отдельных станций наблюдения, расположенных в различных странах – России, Таджикистане, Боливии и Казахстане.

1. Долгопрудненская научная станция ФИАН (ДНС ФИАН, Россия) была образована по специальному постановлению Совета Народных комиссаров СССР от 4 марта 1946 г. Основной задачей сотрудников станции было изучение при-

роды космических лучей и процессов их взаимодействия с ядрами. Во 2-й половине 50-х гг. были начаты работы по исследованию модуляционных эффектов в космических лучах и их связи с солнечной активностью. В настоящее время ДНС ФИАН имеет статус лаборатории (лаборатория физики Солнца и космических лучей) и входит в состав Отделения ядерной физики и астрофизики ФИАН [1]. Научные исследования коллектива лаборатории проводятся по следующей тематике:

- Исследование солнечных космических лучей, образующихся в мощных вспышках на Солнце и вторгающихся в атмосферу Земли.
- Изучение высыпаний релятивистских электронов магнитосферного происхождения в верхние слои атмосферы.
- Изучение роли потоков заряженных частиц в атмосферных процессах.
- Взрывные процессы на Солнце и в космосе.
- Исследование взаимодействий космических лучей высоких энергий с помощью наземных рентген-эмульсионных камер.

2. Экспериментальный полигон на Памире, расположенный в горах на высоте 4370 м надур. м. в урочище Ак-Архар, Таджикистан.

На этой станции имеется крупнейшая в мире рентген-эмульсионная установка, которая содержит 1500 т высокоточного свинцового проката и 620 т углеродосодержащих и других конструкционных материалов. Цели эксперимента – ядерно- и астрофизические исследования космических лучей сверхвысоких энергий, в т.ч. изучение неупругих взаимодействий адронов с легкими ядрами в широком диапазоне энергий 0,01–1000 МэВ.

3. Аналогичные исследования велись в рамках японо-бразильской коллаборации на горе Чакалтая в Боливии и большой группой сотрудников японских университетов, работавших в Японии на горе Фудзияме на высоте 3750 м над ур. м. (гора Камбала). Общие задачи и методика исследований давно вызвали взаимный интерес всех групп исследователей.

4. Наблюдения космических лучей проводятся на протяжении многих лет в Казахстане, вблизи г. Алматы. Установка «Гроза» на Тянь-Шаньской высокогорной научной станции космических лучей близ г. Алматы поможет разобраться, как лучи из космоса запускают молниевые разряды в грозовых облаках.

Сейчас в мире, где на протяжении суток наблюдаются сотни тысяч гроз, одна из активно разрабатываемых идей заключается в том, что именно космические лучи и являются тем «спусковым крючком», который заставляет грозовые облака выстреливать молниевые разряды как в сторону поверхности Земли, так в других направлениях. Одним из условий такого пробоя является наличие затравочных высокоэнергичных (порядка 1 МэВ) частиц, например, вторичных частиц космических лучей. Сейчас особенно актуальна защита от таких грозовых разрядов авиационной техники пятого поколения, самолетов, летающих на больших высотах.

В последние десятилетия, а именно в эру высоких космических полетов, возросла степень важности исследования космических лучей. По данным специалистов из Калифорнийского Технического университета США, интенсивность космических лучей возросла в 2009 г. на 19% впервые за последние 50 лет. Это повышение является значительным, что и требует дополнительной защиты астронавтов в глубоком космическом пространстве [4].

Причины всплеска интенсивности космических лучей заключаются в солнечном минимуме, глубоком затишье солнечной активности, начавшемся в 2007 г. и продолжающемся по сей день. Известно, что интенсивность космических

лучей повышается в периоды, когда солнечная активность падает. В настоящее время наблюдаемая солнечная активность самая низкая за период современной эпохи и соответствует этапу, называемому «абсолютным штормом космических лучей».

Специалисты из Центра космических полетов США считают, что за последнее столетие солнечная активность минимальна, поэтому не удивительно, что космическое излучение находится на рекордном уровне [4].

Ученый из Калифорнийского Технического университета США Р. Мэвалдт [4] перечисляет три аспекта текущего солнечного минимума, который комбинирует создание значительного шторма: если предположить, что солнечное магнитное поле слабое, то при этом имеется сильное отклонение солнечного межпланетного магнитного поля (ММП) всего на 4 нанотесла (нТ) от обычных значений от 6 до 8 нТ. Это рекордно низкое ММП, несомненно, вносит свой вклад в рекордно высокие космические лучевые потоки.

В том случае, когда солнечный ветер ослабевает, проникновение космических лучей становится более легким, чем в обычное время. Отмечаются случаи выравнивая солнечного ветра и, соответственно, потока космических лучей. Если выравнивание будет продолжаться, как в предыдущем солнечном минимуме, то могут происходить всплески космического излучения, достигающие величин, на 30% превосходящих максимальный уровень, наблюдаемый в предыдущую эру космических полетов.

Земля находится в большой опасности от высокой интенсивности космических лучей. Атмосфера и магнитное поле планеты в сочетании образуют замечательную защиту от космической радиации. Известно, что Земля подвергалась мощным космическим штормам. Сотни лет тому назад потоков космических лучей было на 200% больше, чем сейчас, что было определено по содержанию изотопа бериллия ^{10}Be в кернах полярного льда. Когда космические лучи попадают в атмосферу, они производят изотоп бериллия ^{10}Be . Эта информация хранится в полярных льдах. При изучении глубинного льда появляется возможность оценить потоки космических лучей, которые достигли Земли более 1000 лет тому назад. В период предыдущего тысячелетия интенсивность космических лучей была на один-два порядка выше, чем в настоящее время. Даже последний всплеск космических лучей сегодня намного слабее, чем их уровень во времена предыдущего тысячелетия.

Рассмотрим экспериментальный материал о солнечной активности и космических лучах, полученный на ряде станций [4].

Как известно, интенсивность космических лучей связана с изменением солнечной активности и наиболее четко она проявляется в 11-летнем и других солнечных циклах. С возрастанием солнечной активности спадает интенсивность космических лучей (рис. 1). Всплеск интенсивности космических лучей в 2009 г. связан с глубоким минимумом – до нулевых значений в интенсивности солнечного излучения.

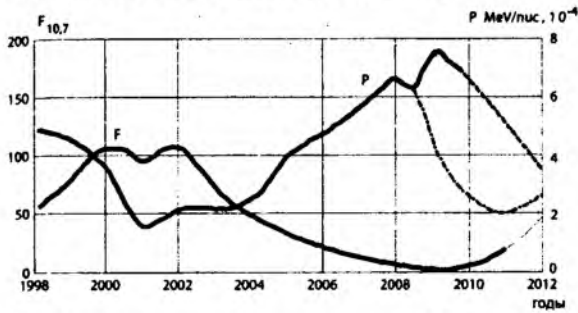


Рис. 1. Вариации параметра солнечной активности $F_{10.7}$ см и интенсивности космических лучей P_{MeV}

Связь солнечного излучения с интенсивностью космических лучей нелинейная и описывается экспоненциальной зависимостью вида:

$$P_{MeV/mic} = 14,5 \exp(-0,01 F_{10,7})$$

или аппроксимируется полиномом 5-го порядка методом наименьших квадратов:

$$P(y) = 0,079y^5 + 2,3357y^4 - 26,7339y^3 + 150,5013y^2 - 434,4000y + 559,2575.$$

Это наглядно отражено на рис. 2, показывающем зависимость между интенсивностью космических лучей в диапазоне 270–450 $P_{MeV/mic}$ и солнечной активностью $F_{10,7}$ в 11-летнем цикле с 2001 по 2010 г. Зная эту зависимость, можно спрогнозировать интенсивность космических лучей в зависимости от предполагаемого уровня солнечной активности. И наоборот, по известной интенсивности космических лучей можно говорить о предполагаемом уровне солнечной активности.

На рис. 2 также видно, что с 2008 по 2010 г. отмечены рекордно высокие значения интенсивности космических лучей до 8×10^{-4} MeV/пуч. В этот период теоретически должен был отмечаться рост 11-летней составляющей солнечной активности, чтобы к 2012 г. выйти на условный максимум солнечной активности. Этого не произошло, при этом в интенсивности космических лучей отмечен условно второй максимум в виде его всплеска до рекордно больших значений 8×10^{-4} MeV/пуч.

В этой связи представляется чрезвычайно актуальным исследовать реакцию живых организмов, включая человеческий, на повышенную активность космических лучей как на Земле, так и в космосе. Следует отметить, что по данным международного мониторинга космических лучей в 2009–2010 годах интенсивность космических лучей возросла на 19–20% за последние 50 лет. Это повышение является значительным и человечество должно подумать не только о защите своего здоровья, но и о космонавтах в далеком космическом пространстве.

Галактические космические лучи приходят извне солнечной системы и являются главным образом протонами, а также тяжелыми ядрами частиц, ускоренными почти до скорости света. Космические частицы, попадая в земную атмосферу, вызывают космические ливни вторичных частиц и, естественно, причиняют вред здоровью космонавтов и могут вывести из строя интегрированные системы спутника.

Магнитное поле Солнца является первой линией защиты от высокозаряженных космических частиц. Вся солнечная система окружена солнечным магнетизмом, так называемой гелиосферой. Космические лучи также должны преодолевать внешние слои атмосферы. В период низкой солнечной активности это природное экранирование ослабевает, и большее число космических частиц попадает внутрь солнечной системы, и наоборот. При высокой солнечной активности мощность гелиосферы возрастает, возрастает и экранирование Земли, при этом космическим частицам труднее проникать внутрь солнечной системы, соответственно их интенсивность ослабевает. Атмосфера и магнит-

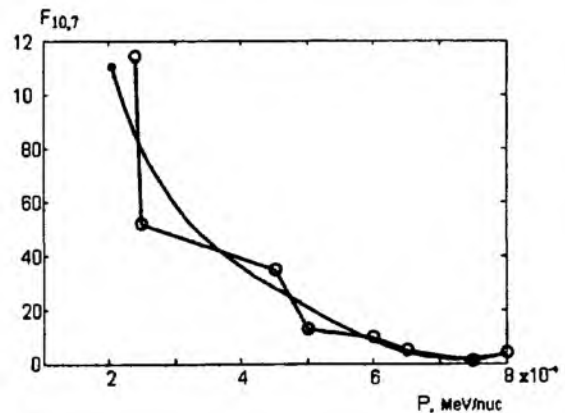


Рис. 2. Зависимость между солнечной активностью и интенсивностью космических лучей.

ное поле планеты образуют хорошую защиту от космических лучей [5].

Особый интерес представляет их изучение в горных районах Центральноазиатского региона, где часть населения проживает в высокогорье, характеризующимся более низкой плотностью атмосферы и, соответственно, меньшим уровнем защиты от внешнего излучения. Таким образом, регион Центральной Азии представляется чрезвычайно актуальным с точки зрения воздействия космических лучей на природную среду и жизнедеятельность человека.

Литература

1. Чарахчян А.Н., Базилевская Г.А., Стожков Ю.И., Чарахчян Т.Н. Космические лучи в стратосфере и околоземном пространстве в

период 19-го и 20-го циклов солнечной активности // Труды ФИАН. М.: Наука, 1976. Т. 88. С. 3–50.

2. Svensmark H. and E. Friis-Cristensen. J. Atmos. Solar-Terr. Physics. 1977. V. 59. P. 1225.
3. Cloud A. Study of the link between cosmic rays and clouds with a cloud chamber at the CERN P.S., 2000. P.107.
4. <http://www.gizmag.com/cosmic-rays-warning/>
5. Stozhkov Y.I., Svirzhevsky N.S., Makhmutov V.S. Cosmic ray measurements in the atmosphere. In: J. Kirkby (ed.) // Proceedings Workshop on Ion-Aerosol-Cloud Interactions. CERN, Geneva, Switzerland, 18–20 April 2001. CERN-2001-007, Experimental Physics Division, Geneva: CERN Scientific Information Service-640, 2001. P. 41–62.

УДК 535.1

ПРИНЦИП РАСПРОСТРАНЕНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ

М.Н. Раимкулов

На основе ранее предложенной структуры элементарных частиц рассмотрен возможный принцип распространения электромагнитной волны, создаваемой при движении как элементарных частиц, так и фотонов.

THE PRINCIPLE OF DISTRIBUTION OF AN ELECTROMAGNETIC WAVE

M.N. Raiymkulov

At this article on a basis before the offered structure of elementary particles the possible principle of distribution of the electromagnetic wave created both at movement of elementary particles and at movement of photons is considered.

В настоящее время для описания распространения электромагнитной волны используется принцип Гюйгенса, согласно которому каждая точка, которой достигает волновое движение, служит центром вторичных волн [1]. Огибающая этих волн дает положение фронта волны в следующий момент и т.д. Однако следует задаться вопросом: «О какой точке идет речь, если предполагается, что электромагнитная волна распространяется без использования среды?» Таким образом, если для распространения электромагнитной волны нет необходимости в среде, то это означает, что для применимости принципа Гюйгенса к электромагнитной волне сама волна должна быть носителем частиц. В данной работе предлагается принцип распространения электромагнитной волны, удовлетворяющий таким условиям.

Ранее автором было высказано предположение, что элементарные частицы являются микро-

системами, состоящими из двух видов энергетических вихрей: первичного, состоящего из физических точек, вращающихся вокруг своей оси и вдоль кругов или спиралей (рис. 1), и вторичного, являющегося вращающимися первичными вихрями вдоль траектории вторичного вихря [2]. Было предложено считать, что каждая элементарная частица имеет множество вторичных вихрей различных радиусов. Три варианта структур элементарных частиц показаны на рис. 2.

При движении, например, электронов в проводнике или при испускании квантов света мы фиксируем распространение электромагнитной волны. Зададимся вопросом: «Что же представляет собой электромагнитная волна, каков принцип её распространения и почему для неё не нужна среда для её распространения?» Если примем за основу предложенную структуру элементарных частиц, то понимание того, что такое электромаг-

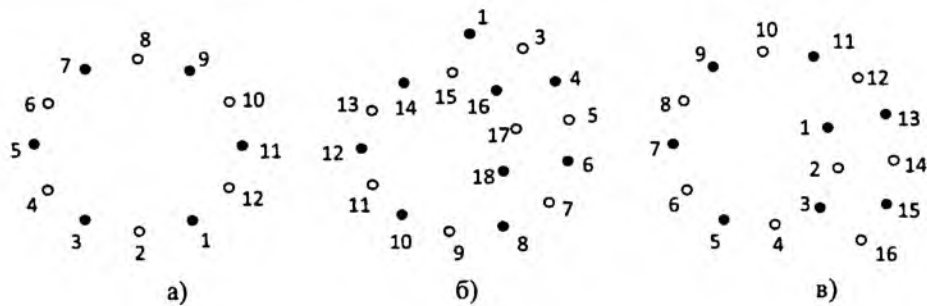


Рис. 1.

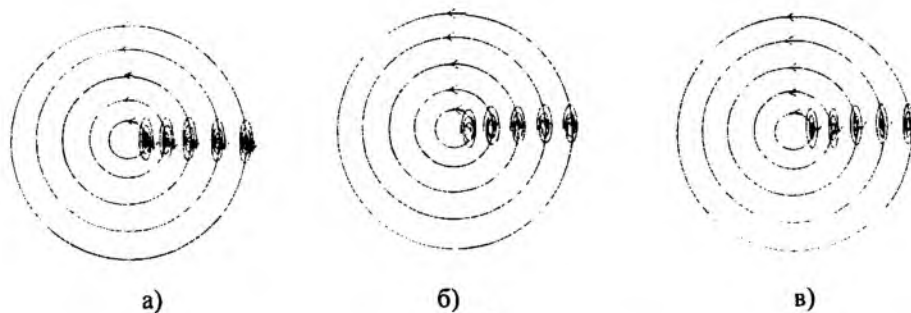


Рис. 2.

нитная волна, как она распространяется и нужна ли специальная среда для её распространения, приходит довольно легко, как только мы посмотрим на элементарную частицу в движении (рис. 3). Если распространяется электрон, то в этом случае получаем движение всех вторичных вихрей вдоль спиралей с соответствующими радиусами. Если проследить движение отдельного первичного вихря, вращающегося вдоль траектории вторичного вихря, то его проекция будет похожа на синусоиду. Мы видим, что движение по спирали такое, что плоскости вращения вторичного вихря и первичных вихрей, из которых состоит каждый вторичный вихрь, находятся перпендикулярно друг к другу. Таким же образом, как нам известно, относятся друг к другу магнитный и электрический векторы в электромагнитной волне. Это может означать, что один из вихрей создает магнитное, а другой – электрическое поле, что может являться косвенным подтверждением предложенной структуры и принципа распространения данной волны.

При создании монохроматического излучения происходит соударение фотонов определенной длины волны (вторичного вихря определенного радиуса) с элементарными частицами. В этом случае фотон (вторичный вихрь) выбивает вторичный вихрь такого радиуса, который имеет сам. Т.е. элементарная частица, состоящая из множества вторичных вихрей разного радиуса, испускает фотон (один вторичный вихрь соответствующего радиуса) такой длины волны,

которая соответствует длине волны фотона (радиусу вторичного вихря), с которым эта частица столкнулась. В результате получается два движущихся фотона или вторичных вихря (рис. 4) одного радиуса и соответственно одной длины волны и одной частоты. Таким образом, получаем монохроматическое излучение электромагнитной волны определенной частоты и длины.

Из структур электромагнитной волны электрона и фотона можно определить разницу, которая заключается в том, что фотон представляет собой движение только одного вторичного вихря определенного радиуса, а электрон – это движение всех вторичных вихрей, входящих в него. Именно поэтому можно измерить массу электрона. Но в силу того, что фотон представляет собой только один вихрь, который многократно меньше множества вихрей, из которых состоит элементарная частица, ученым не удастся измерить массу фотона. А дело, вероятно, просто в том, что его масса чрезвычайно мала и не поддается измерению на имеющемся оборудовании. Ведь, как мы помним, когда-то считалось, что нейтрино тоже не имеет массы покоя.

Такой принцип распространения электромагнитной волны, как нетрудно заметить, не требует определенной среды (эфира), как, например, воды для волн на воде или воздуха для звуковых волн, а необходимо просто пространство. Именно такое заключение было сделано ещё Эйнштейном, который, анализируя опыт Майкельсона-Морли, сделал вывод, что для рас-

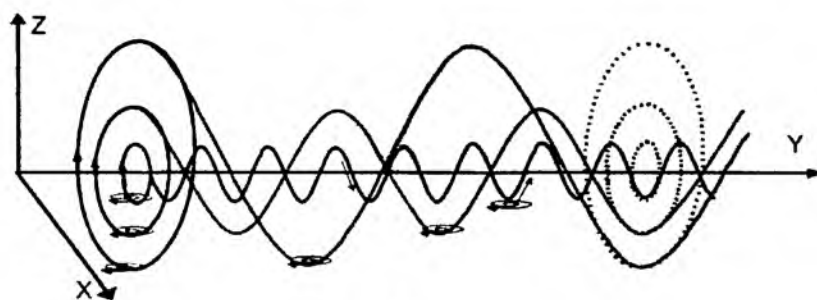


Рис. 3.

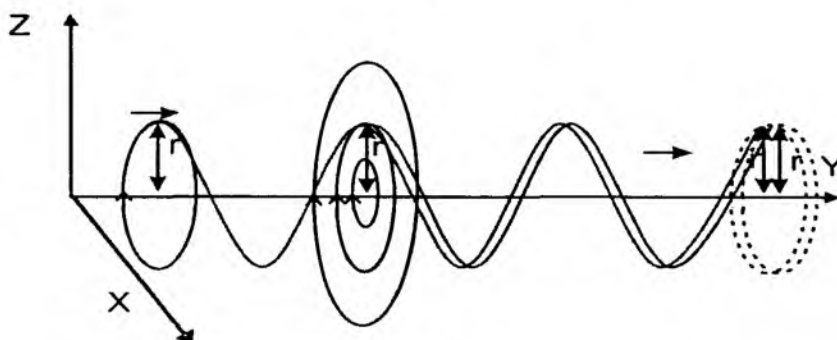


Рис. 4.

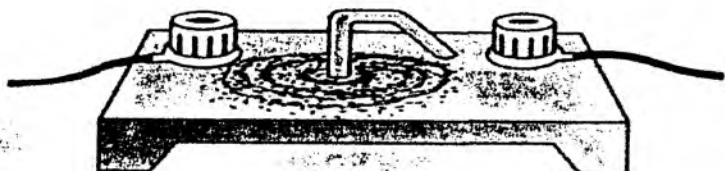


Рис. 5.

пространения электромагнитной волны не требуется специальная среда.

Хотелось бы заметить, что Планк допустил, что электромагнитное излучение испускается в виде отдельных порций (квантов), величина которых пропорциональна частоте излучения $E = h\nu = \hbar\omega$. При этом размерность \hbar совпадает с размерностью момента импульса [3]. Отметим, что вращение первичных вихрей вдоль траектории вторичного вихря и создает этот момент импульса, который стал размерностью постоянной Планка \hbar . Это также, хоть и косвенно, подтверждает верность предложенного описания структуры и принципов распространения электромагнитной волны.

Если сравнить расположение металлических опилок (рис. 5), которое получается при пропускании постоянного тока через проводник, со структурой элементарных частиц (рис. 2) и электромагнитной волны (рис. 3), то несложно увидеть их сходство. Это может служить еще одним подтверждением предложенной струк-

туры элементарных частиц и электромагнитной волны.

Нам известно, что свет обладает корпускулярно-волновыми свойствами. Теперь, исходя из предложенной структуры, можно наглядно представлять себе не только волновую структуру света в виде вторичных вихрей, о которых говорилось выше, но и корпускулярную, поскольку вторичные вихри представляют собой вращающиеся физические точки, обладающие массой. Этот факт также является косвенным подтверждением предложенной структуры и принципа распространения электромагнитной волны.

Литература

1. Савельев И.В. Общий курс физики. Т. 2. М.: Наука, 1988. С. 345.
2. Раимкулов М.Н. Новый взгляд на элементарные частицы или принцип создания материи // Известия НАН КР. 2010. № 3. С. 106–110.
3. Савельев И.В. Общий курс физики. Т. 3. М.: Наука, 1988. С. 28.

ОБЪЕДИНЕНИЕ СИГНАЛОВ ПРИ РАЗНЕСЕННОМ ПРИЕМЕ

Р.Р. Камаев, Д.Ш. Осмоналиев

Предложена процедура объединения энергии сигналов на физическом уровне при разнесенном приеме.

SIGNALS ASSOCIATION AT DIFFERENCE RECEPTION

R.R. Kamaev, D.Sh. Osmonaliev

In this article proposal association signals energy on physical level at difference reception.

Для повышения устойчивости автоматизированных систем радиосвязи используется метод разнесенного приема. Для защиты от селективных замираний [1] предложен метод, который обеспечивает восстановление текущей формы сигнала в полосовом тракте 0,3...3,4 кГц приемного устройства преобразования сигналов (УПС). Он также обеспечивает выравнивание временных задержек сигнала в системе «канал-устройство восстановления».

Устойчивость радиосвязи повысится, если каналы разнесенного приема включить устройство восстановления формы сигнала. Более того, с учетом указанных свойств процедуры восстановления появляется принципиальная возможность объединения информации на физическом уровне путем суммирования из каждого канала восстановленных аналоговых сигналов в полосовом тракте.

Для оценки качества восстановления формы суммарного сигнала УПС может использоваться классический критерий в виде среднеквадратического отклонения.

Однако для большей наглядности предлагается применять критерий, похожий на широко используемый в теории связи критерий отношения сигнал/шум h . Предлагаемый критерий обозначен буквой D , он характеризует отношение уровня восстановленного сигнала к уровню погрешности его восстановления.

Исследования предложенного метода объединения сигналов проводились путем статистического исследования имитационной модели алгоритма восстановления при следующих условиях: количество лучей в декаметровом радиоканале от 2 до 10, временная задержка между

первым и последним лучами до 10 мс, число каналов разнесенного приема от 2 до 5.

В табл. 1 и 2 приведены результаты, полученные при моделировании трехлучевых радиоканалов с различными значениями уровней лучей и временем задержки между лучами. Уровень шума-помехи во всех каналах одинаковый, но шумы между собой не коррелированы.

В табл. 1 приведена зависимость параметра D (в децибелах) от отношения сигнал/шум в каналах связи h при разном числе каналов разнесенного приема Q .

В табл. 2 приведена зависимость вероятности ошибки от отношения сигнал/шум в каналах связи h при разном числе каналов разнесенного приема Q .

По результатам проведенных исследований можно сделать следующий вывод: предложенная процедура объединения энергии сигналов на физическом уровне при разнесенном приеме представляет теоретический и практический интерес для специалистов в области разработки средств защиты информации для автоматизированных систем связи и управления, эксплуатируемых в тяжелой помеховой обстановке.

Литература

1. Егорова Н.А., Камаев Е.Д. Исследование влияния параметров алгоритма восстановления на качество восстановления формы сигнала в полосовом тракте. Деп. в ВИНТИ 08.12.99, № 3642-В99. 9 с.
2. А.С. №1641173. Устройство автовыбора каналов при разнесенном приеме. Ануфриев Ю.К. и Осмоналиев Д.Ш., 1990.
3. А.С. №4802099. Способ сложения разнесенных радиотелефонных сигналов. Ануфриев Ю.К. и Осмоналиев Д.Ш., 1991.

**ЯДЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ АНАЛИЗА, ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ В ИНСТИТУТЕ
ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИХ ПРОБЛЕМ И МАТЕРИАЛОВЕДЕНИЯ НАН КР**

С. Маматибраимов

Представлены усовершенствованный ионизационный α -спектрометр и прибор для определения радона в воздухе, рассчитанный на автоматическую работу в лабораторных и полевых условиях. Описаны методы γ -спектрометрии.

**NUCLEAR-PHYSICAL METHODS OF ANALYSIS USED IN INSTITUTE OF PHYSICAL
& TECHNICAL PROBLEMS AND MATERIALS SCIENCE NAS KR**

S. Mamatibraimov

The up-graded ionization α -spectrometer and automated instrument for radon determination in air in laboratory and field conditions as well as γ -spectrometry methods are presented in this work.

Задача определения элементного состава вещества исторически решалась вначале методами аналитической химии. Затем на стыке ядерной физики, радиохимии и других дисциплин возникло новое направление – ядерно-физические методы анализа. По сути, это применение методов ядерной физики для определения состава вещества.

Основоположником кыргызской школы исследователей в области ядерной геофизики, геохимии и ядерно-физическим методам анализа является академик Павел Иванович Чалов (1923–2003). Под руководством П.И.Чалова в 1958 г. была организована лаборатория по прикладной ядерной физике.

Существуют разные методы обнаружения и измерения радиоактивного излучения в зави-

симости от того, какие изменения в анализируемом веществе используются для регистрации:

I. Альфа-спектрометрические методы.

II. Гамма-спектрометрический метод.

III. Методы определения концентрации радона в воздушной среде.

I. Альфа-спектрометрические методы

Создание в начале 60-х г. электронно-дырочных полупроводниковых детекторов было очередным этапом в развитии ядерного приборостроения, мощным толчком для разработки аппаратуры с качественно новыми параметрами. Полупроводниковые спектрометры ядерного излучения получили широкое распространение для решения ряда специфических задач [1]. Однако для измерения долгоживущих α -активных

Таблица 1. Зависимость параметра D от отношения сигнал/шум

Q	h					
	10	1,4	1,0	0,7	0,3	0,1
1	13,70	7,34	5,03	2,80	-0,38	-2,16
3	17,23	11,69	9,23	6,59	1,35	-1,68
5	20,10	13,36	10,90	8,05	2,49	-1,25

Таблица 2 Зависимость вероятности ошибки от отношения сигнал/шум

Q	h						
	10	1,4	1,0	0,7	0,5	0,3	0,1
1	$<10^{-7}$	$1,2 \cdot 10^{-4}$	$2,1 \cdot 10^{-3}$	$7,1 \cdot 10^{-3}$	$2,1 \cdot 10^{-2}$	$4,6 \cdot 10^{-2}$	$8,9 \cdot 10^{-2}$
3	$<10^{-7}$	$1,0 \cdot 10^{-7}$	$1,0 \cdot 10^{-5}$	$2,5 \cdot 10^{-4}$	$1,2 \cdot 10^{-3}$	$7,8 \cdot 10^{-3}$	$3,0 \cdot 10^{-2}$
5	$<10^{-7}$	$<10^{-7}$	$2,0 \cdot 10^{-7}$	$2,0 \cdot 10^{-6}$	$3,0 \cdot 10^{-5}$	$3,7 \cdot 10^{-4}$	$3,0 \cdot 10^{-3}$

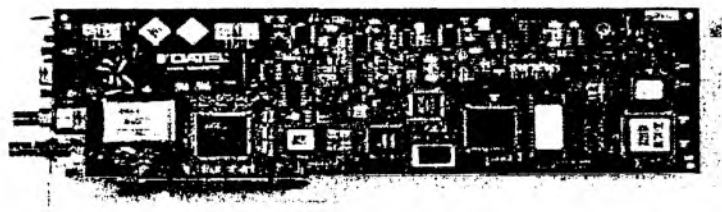


Рис. 1. Одноплатный многоканальный анализатор ASA-100.

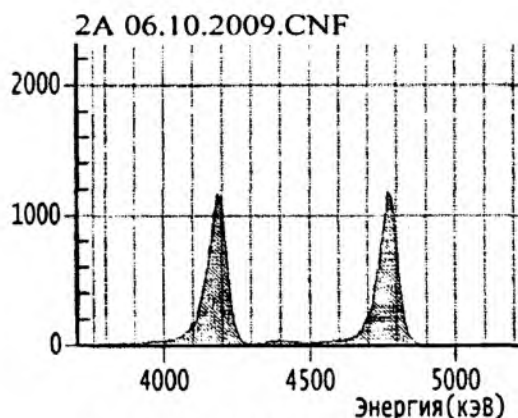


Рис. 2. Проба 2А 06.10.CNF.

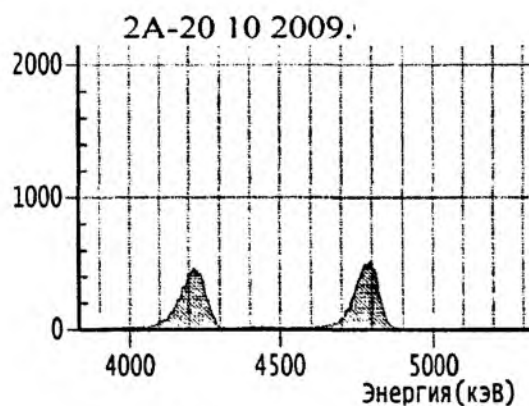


Рис. 3. Проба 2А-20 10 2009.

изотопов, в частности определения изотопного состава урана, наиболее эффективным и легко реализуемым методом до настоящего времени является разделение α -частиц, возникающих при α -распаде, по величине полной ионизации в газах. Ионизационные α -спектрометры составляют 100% «светосилу», по сравнению с полупроводниковыми спектрометрами (8–20%), и позволяют использовать источники с большой площадью и получать высокую разрешающую способность, достаточную для большинства практических случаев.

Основными узлами спектрометра являются плоскопараллельная импульсная ионизационная камера с сеткой, предварительный и основной усилители, многоканальный анализатор импульсов. В состав основного усилителя входят формирователь импульсов, дискриминатор нижнего уровня и масштабный усилитель. Импульсная ионизационная камера аналогична описанной в работе [2]. Полный объем камеры – около 10 л, сетка изготовлена из нихромовой нити диаметром $\sim 0,1$ мм, расстояние между нитями ~ 1 мм, прозрачность, по Буннеману [3], около 0,004.

В качестве рабочего газа в камере используется смесь чистого аргона со спектрально чистым толуолом или метаном [4]. В камере поддерживается избыточное давление, по сравнению с атмосферным, для исключения попадания в камеру кислорода из атмосферы.

Высокое напряжение на электроды камеры подается от стабилизированного источника высокого напряжения – на катоде камеры -2400 В, на сетке -1400 В.

Базовый α -спектрометр – полуширина α -линий ^{234}U и ^{238}U составляет 60–80 кэВ [5], что вполне достаточно для изучения вариаций относительного содержания ^{234}U . Фон α -спектрометра – около 3 расп/часМэв. При использовании современной схмотехники и применение формирователя импульсов на полосовых усилителях с полосой пропускания от 4 до 150 кГц разрешающая способность спектрометра достигает 35–45 кэВ [6]. При указанных частотах среза обеспечивается максимальное соотношение сигнал/шум и практически полное подавление «микрофонного» эффекта. Форма импульса с выхода формирователя близка к треугольной, с фронтом около 5 мкс и спадом до 50 мкс.

Ионизационный α -спектрометр совпавший для анализа препаратов с низкой активностью – полуширина α -линий ^{234}U и ^{238}U составляет 30–50 кэВ. Верхнее значение фона α -спектрометра – $\leq 0,3$ расп/часМэв.

Альфа-спектрометр для одновременного измерения трех α -активных образцов – полуширина α -линий ^{234}U и ^{238}U составляет 50–70 кэВ. Верхнее значение фона α -спектрометра – $\leq 0,3$ расп/часМэв.

Проба	^{238}U (4195 keV), S	^{234}U (4770 keV), S	$^{234}\text{U}/^{238}\text{U}=\gamma$	t (мин)
2A-06.10.2009*	16918	16838	0,995	26576
2A-20.10.2009**	8664	8686	1,003	13714
A2-7,10,2009	27040	26949	0,997	42066
A2-8,10,2009	23166	23821	1,028	37611
A2-9,10,2009	4218	4410	1,046	6785
AT3-3b,27	6885	6997	1,016	16689
ATP-3-2c23,10,09	23483	23583	1,004	23816
Среднее	110374	111284	1,008	-

* Рис. 2. Проба 2A 06.10.CNF.

** Рис. 3. Проба 2A-20 10 2009.

Использование анализатора импульсов «ASA-100» сцинтилляционной γ -спектрометрии для ионизационного α -спектрометра

Нами были использованы анализатор импульсов «ASA-100» (см. рис. 1) сцинтилляционной спектрометрии фирмы «Canberra» и базовое программное обеспечение Genie-2000 для одноходовых систем (S502C). «ASA-100» – это одноплатный анализатор с шиной PCI, рассчитанный на работу со сцинтилляционными детекторами. На плате содержатся усилитель с биполярным формированием, цифровой стабилизатор усиления, источник высокого напряжения с максимальным напряжением 1000 В (1 мА) и АЦП Вилкинсона с тактовой частотой 80 МГц на 1024 канала.

Таким образом, для построения спектрометра не требуется подключение к плате дополнительных модулей. Так как анализатор имеет шину PCI, то его можно устанавливать в любой современный компьютер. Поддержка стандарта “plug-and-play” облегчает установку и настройку анализатора. Анализатор работает под контролем базового программного обеспечения Genie-2000.

На рис. 2, 3 и табл. представлены равновесные препараты урана (A-2).

II. Гамма-спектрометрический метод

Методы γ -спектрометрии позволяют проводить анализ на радионуклиды, распад которых сопровождается γ -излучением.

В настоящее время нами используется γ -спектрометр с германиевым детектором фирмы «Canberra» (модель GC2520, криостат CP-5SL, анализатор / DSA-1000 с программным обеспечением Genie-2000 S 502, S 501 RUS, компьютер и свинцовый домик). Рабочий диапазон энергий детектора от 50 кэВ до 3 МэВ. Криостат с электрическим охлаждением обеспечивает оптимальную рабочую температуру -186°C в те-

чение 10,5 часов. Для измерения проб используются сосуды Маринелли.

Относительная простота и необходимая точность определения энергии γ -квантов через амплитуду импульсов достигаются при условии, что вся система гамма-спектрометра линейна. Требование линейности означает существование пропорциональности между энергией γ -кванта, поглощенной в детекторе, и номером канала анализатора, соответствующего положению пика полного поглощения. Линейность является одной из важнейших характеристик спектрометра. Ее проверяют путем измерения спектров стандартных источников, испускающих γ -кванты одной или нескольких известных энергий.

Амплитуда выходного импульса детектора пропорциональна энергии ядерной частицы. Следовательно, измерив распределение ядерных частиц, зарегистрированных детектором, по амплитудам импульсов, можно найти распределение этих частиц и по их энергиям, т.е. определить энергетический спектр ядерного излучения.

Методы определения концентрации радона в воздушной среде

Международная комиссия по радиационной защите в соответствии с имеющимися данными рекомендовала [7] верхнюю границу концентрации радона в воздухе жилых помещений считать равной 200 Бк/м³. Один из способов достижения высокой чувствительности является концентрирование радона и (или) продуктов его распада (см., напр., [8]). При этом нет гарантий, что фильтры непрозрачны для радона и (или) продуктов его распада. Применение методов γ -спектрометрии в этом случае также не оправдано из-за высокого фона спектрометра и невозможности разделить продукты распада радона, находящиеся в окружающих материалах или в воздухе. Наиболее приемлемым в данном случае оказывается эманационный способ, который

после доработки приборной части может быть использован для автоматического определения концентрации радона в воздухе без предварительной подготовки проб.

Чтобы уверенно определить предельнодопустимую концентрацию радона в воздухе, нужно уверенно регистрировать активности – $\leq 5,0$ расп/мин для эманометра «Радон». Указанные величины активности в расп/мин для этих приборов по величине соизмеримы с собственным фоном приборов. Уменьшить фон приборов можно, если:

1. Тщательно подобрать элементы схемы по минимуму шумов.

2. Изменить логику построения принципиальной схемы приборов, т.е. отказаться от традиционных составляющих:

- предусилитель (повторитель с высоким входным сопротивлением);
- формирователь и дискриминатор импульсов;
- зарядочувствительный усилитель – з.ч.у. (преобразователь ток-напряжение);
- дискриминатор импульсов по форме.

Пункт 1 трудно реализуемый, так как необходимо иметь большое число элементов схемы, включая дорогостоящие фотоумножители. Наиболее дешевый и эффективный – пункт 2.

В основу зарядочувствительного усилителя (з.ч.у.) положена схемотехника, подробно описанная в работах [9]. Параметры з.ч.у. выбраны таким образом, чтобы фронт импульса составлял 10 мкс. В качестве формирователя импульсов использован ф.в.ч. (см., напр., [6]), формирующий спад величиной около 10 мкс, близкий по времени высвечивания сцинтиллятора эманационной камеры. Для исключения «звон» и выбросов другой полярности добротность ф.в.ч. выбрана равной 0,7.

Комплекс мероприятий, выполненных по указанному алгоритму, позволил уменьшить фон приборов более чем на порядок. Это дало возможность измерять концентрацию радона непосредственно в пробах воздуха без предварительного его концентрирования. На рис. 4

показан внешний вид прибора для определения концентрации радона в воздухе.

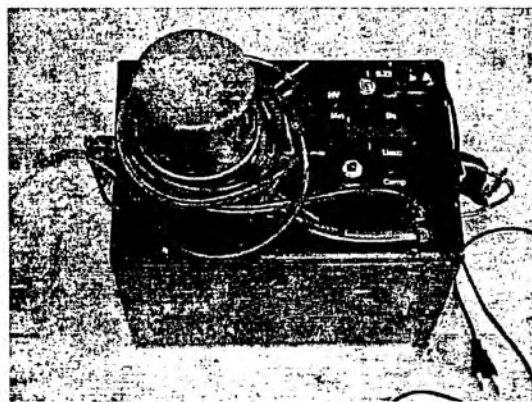


Рис.4. Внешний вид прибора для определения концентрации радона в воздухе.

Работа с прибором

При включении, в течение 10 секунд, на индикаторе отображается напряжение питания прибора, которое должно быть в пределах $+10 \div +14$ вольт (например: $+12,43$ вольт \rightarrow “12 43”). Затем начинается продувка камеры и одновременно забор пробы из воздуха. Время продувки – 1 мин.

Каждую минуту происходит перевод накопленных импульсов в «беккерели», осуществляется программно. Известно, что 1Бк соответствует 1 распаду в секунду/м³. Пересчитаем объём камеры прибора в м³. $1000\text{л}/0,5\text{л}=2000$. Т.е. $K=2000/60=33,3(\text{распада})/2\approx 17$. Таким образом, $N(\text{имп.}) \times 17/\tau(\text{мин})=C_{\text{Rn}}(\text{Бк})$, где $\tau(\text{мин})$ – время экспозиции. Вывод результатов проводится каждую минуту в беккерелях.

Верхний предел фона эманационной камеры составляет 0,4 расп/мин. Поэтому за чувствительность прибора можно принять величину, превышающую фон в 3 раза, т.е. 1,2 расп/мин, что соответствует 20 Вк/м³. Предельно допустимая концентрация радона в воздухе составляет 200 Вк/м³, т.е. превышает чувствительность прибора в 10 раз и может быть замерена с погрешностью около 3 %.

$3,61 \cdot 10^{-10}$ г Ra соответствует 13,3 Вк, или 798 расп./мин. Эффективность регистрации после трех часового накопления составляет 52,1%.

Таблица 2

Результаты градуировки прибора для определения радона в воздухе

Эталон № 491	Коэффициент накопления	Кол-во распадов	Расп/мин	Приведенное значение (расп./мин)
$3,61 \cdot 10^{-10}$ г Ra	0,166	559	69,9	421
$3,61 \cdot 10^{-10}$ г Ra	0,309	1018	127,2	412
$3,61 \cdot 10^{-10}$ г Ra	0,415	1375	171,9	414
			Среднее:	416

Учитывая, что объем эманационной камеры составляет 0,5 л, находим, что 1 расп/мин соответствует 17 Вq/м³.

Литература

1. Балдин С.А., Вартанов Н.А., Ерыхайлов Ю.В. и др. Прикладная спектрометрия с полупроводниковыми детекторами. М.: Атомиздат, 1974. 320 с.
2. Баранов С.А., Зеленков А.Г., Радионов Ю.Ф. Ионизационная камера с сеткой // Изв.АН СССР. Сер.физ. Т.21. №7. 1957.
3. Buneman O., Cranshan T.E., Harvey I.A. Desing of grin ionization chambers // Canadian J.Res. V.27. A. № 5. 1949.
4. Михайлов В.Ф. Использование толуол-аргоновой и н-гептановой смесей в качестве наполнителей импульсной ионизационной камеры // ПТЭ. 1962. №3.
5. Васильев И.А. Радиозоологические проблемы уранового производства. – Бишкек: Илим, 2006. 107 с.
6. Васильев И.А., Парфенов Ю.Л., Чалов П.И. Формирователь импульсов на полосовых усилителях для спектрометрии ядерных излучений // ПТЭ. № 5. С.121–122.
7. Castren O. Strategies to reduce exposure to indoor radon // Radiat. prot. dosim. 1988. 24. № 1–4. P. 487–490.
8. Виноградов Ю. Контролируем радон // Радио. 2001. № 1. С.27–28.
9. Грэм Дж., Тоби Дж., Хьюлсман Л. Проектирование и применение операционных усилителей / Пер. с англ. – М.: Мир, 1974. 510 с.

СОДЕРЖАНИЕ

<i>Викторов Л.Л., Больных В.А., Дерстуганов А.Ю., Иванов В.Ю., Шульгин Б.В., Кидибаев М.М., Королева Т.С., Бекташов А.С.</i> Сцинтилляционные свойства кристаллов $\text{SrF}_2:\text{Ce}$	3
<i>Чурманов В.Н., Викторов Л.В., Седунова И.Н., Ищенко А.В., Иванов В.Ю., Королева Т.С., Кидибаев М.М., Pedrini C., Lebbov K., Пустоваров В.А., Шульгин Б.В.</i> Исследование сцинтилляционных свойств кристалловолокон боратов лития	7
<i>Огородников И.Н., Пустоваров В.А., Яковлев С.А., Исаенко Л.И.</i> Низкотемпературная люминесценция $\text{K}_2\text{Al}_2\text{V}_2\text{O}_7$	12
<i>Киселева М.С., Огородников И.Н., Седунова И.Н.</i> Моделирование кинетики туннельного переноса электрона в кристаллах с водородными связями	18
<i>Седунова И.Н., Упоров П.А., Давыдов Д.Н., Горкунова С.И., Витовский И.Л.</i> Моделирование процесса регистрации нейтронного излучения сцинтилляционным детектором.....	23
<i>Кидибаев М.М., Шаршеев К., Клименко О.И., Мамытбеков У.К., Рысмендеева А.</i> Люминесцентные свойства монокристаллов LiKSO_4 , легированных ионами шестивалентного хрома.....	27
<i>Мамытбеков Ж.К.</i> Формирование микроструктуры при кристаллизации из расплава, образованного высокоэнергетическими импульсными потоками заряженных частиц	29
<i>Макаров В.П., Касмамытов Н.К.</i> Перспективы развития в кыргызстане производства нитридокремниевой керамики.....	34
<i>Касмамытов Н.К.</i> Механизмы и процессы, протекающие при реакционном спекании шламовых отходов кремния в среде азота.....	38
<i>Касмамытов Н.К.</i> Синтез и эксплуатационные свойства керамических материалов, изготовленных из шламовых отходов кремния.....	43
<i>Минбаева Б.Д., Хайдаров Б.К.</i> Влияние внешних воздействий на прочность синтетического поликристаллического алмаза.....	47
<i>Арыков А.К.</i> Изучение структуры композиционных алмазосодержащих материалов	50
<i>Соронбаев О.</i> Электропроводность материалов сжимаемых уплотнений для контейнеров аппаратов высокого давления	53
<i>Рыскул кызы Гульзат, Костромин П.Л., Жеенбаев Н.Ж., Урманбетов К., Сабаев К.У., Доржуева Г.Ж.</i> Атомно-эмиссионное определение состава сплава стали на установке «НУР», созданной на базе двухструйного плазматрона	57
<i>Карипова М. К.</i> Формирование рационального способа мышления в процессе обучения физике	59
<i>Крымская Д.Н.</i> Оценка структурной характеристики показателя преломления атмосферы при лидарном зондировании с учетом коэффициента, зависящего от длины волны.....	62
<i>Орозобаков А.Т.</i> Программное обеспечение мониторинг озонового слоя на миллиметровых волнах	65
<i>Орозобаков Т.О., Камаев Р.Р., Капаров А.С., Сулайманова С.М.</i> Некоторые предложения по разработке фильтров СВЧ.....	72
<i>Жунушова Г.Ш.</i> Температурный режим нижней атмосферы и вариации солнечной активности	75
<i>Камаев Р.Р., Осмоналиев Д.Ш.</i> Методы защиты от прослушивания второго рода в цифровых системах связи.....	79
<i>Раимкулов М.Н.</i> Эффект Доплера	81
<i>Крылов С.В.</i> Зависимость космических лучей от солнечной активности	85
<i>Раимкулов М.Н.</i> Принцип распространения электромагнитной волны	88
<i>Камаев Р.Р., Осмоналиев Д.Ш.</i> Объединение сигналов при разнесенном приеме.....	91
<i>Маматибраимов С.</i> Ядерно-физические методы анализа, используемые в институте физико-технических проблем и материаловедения НАН КР.....	92

CONTENTS

Victorov L.L., Bolnyh V.A., Derstuganov A.YU., Ivanov V.Yu., Shulgin B.V., Kidibaev M.M., Koroleva T.S., Bektashov A.S. Scintillation properties of crystals $\text{SrF}_2:\text{Ce}$	3
Churmanov V.N., Victorov L.V., Sedunova I.N., Ishenko A.V., Ivanov V.Yu., Koroleva T.S., Kidibaev M.M., Pedrini C., Lebbou K., Pustovarov V.A., Shulgin B.V. Scintillation properties of lithium borates fibers	7
Ogorodnikov I.N., Pustovarov V.A., Yakovlev S.A., Isaenko L.I. Low-temperature luminescence of $\text{K}_2\text{Al}_2\text{B}_2\text{O}_7$	12
Kiseleva M.S., Ogorodnikov I.N., Sedunova I.N. Simulation of tunneling electron transfer kinetics in crystals with hydrogen bonds	18
Sedunova I.N., Uporov P.A., Davydov D.N., Gorkunova S.I., Vitovsky I.L. Simulation of neutron registration by scintillation detector.....	23
Kidibaev M.M., Sharshev K., Klimenko O.I., Mamytbekov U.K., Rysmendeeva A. Luminescent properties of monocrystals LiKSO_4 alloyed by ions of six-valency chrome.....	27
Mamytbekov J.K. Microstructure formation at crystallization from liquid condition, formed by high-energy pulse streams of the charged particles	29
Makarov V.P., Kasmamytov N.K. Prospectives of development of manufacturing of nitrid silicon ceramics in kyrgyzstan	34
Kasmamytov N.K. Mechanisms and processes, flow by reaction sintering sludge waste silicon in surroundings of nitrogen.....	38
Kasmamytov N.K. Synthesis and exploitation properties of ceramic materials, produce from silicon sludge waste.....	43
Mynbaeva B.D., Haydarov b.K. External actions influencing the strength of synthetic polycrystalline diamond.....	47
Arykov A.K. Structure of compositematerial diamond.....	50
Soronbaev O. Electrical conductivity of compressed compacting materialsfor devices containers of high pressure	53
Ryskul kyzy Gulzat, Kostromin P.L., Zheenbaeva N.Zh., Urmanbetov K., Sabaev K.U., Dorjueva G.J. Atomic-emission determination of the composition of the alloy of steel using «NUR» set created on the basis of a two-jet plasmatron.....	57
Karipova M.K. Formation of the rational way of thinking in the process of teaching physics.....	59
Krymskaya D.N. Estimation of refraction index structural characteristic of atmosphere by lidar sensing taking into account wavelength coefficient.....	62
Orozobakov A.T. The software for monitoring of the ozone layer in the millimeter waveband	65
Orozobakov T.O., Kamaev R.R., Kaparov A.S., Sulaimanova S.M. Некоторые предложения по разработке фильтров СВЧ.....	72
Junushova G.Sh. Temperature regime of lower atmosphere and solar activity variations.....	75
Kamaev R.R., Osmonaliev D.Sh. Methods defence from listen second own in digital communication systems.....	79
Raiymkulov M.N. The Dopplers effect	81
Krylov S.B. Dependence of cosmic rays from solar activity	85
Raiymkulov M.N. The principle of distribution of an electromagnetic wave	88
Kamaev R.R., Osmonaliev D.Sh. Signals association at difference reception.....	91
Mamatibraimov C. Nuclear-physical methods of analysis used in institute of physical & technical problems and materials science NAS KR	92

Научный журнал
Ф И З И К А
2011. № 1.

Редактор Л.В. Тарасова
Компьютерная верстка А. Шелестова

Подписано в печать 15.06.11
Формат 60×84¹/₈. Печать офсетная.
Объем 12,5 п.л.
Тираж 100 экз.

Отпечатано в ИЦ «Мара»