

P17-2007-116

А. Ю. Дидык, А. Хофман

ОСОБЕННОСТИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НЕЙТРОНОВ
СПЕКТРА ДЕЛЕНИЯ РЕАКТОРА
НА БЫСТРЫХ НЕЙТРОНАХ ИБР-2
С БОРСОДЕРЖАЩИМИ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫМИ
МОНОКРИСТАЛЛАМИ VN, VP(AШBV) И V₄C(AШBV)

Направлено в журнал «Перспективные материалы»

Дидык А. Ю., Хофман А.

P17-2007-116

Особенности взаимодействия нейтронов спектра деления реактора на быстрых нейтронах ИБР-2 с борсодержащими полупроводниковыми монокристаллами BN, BP(AIII BV) и B₄C(AIII BIV)

Выполнены расчеты дефектообразования в полупроводниковых монокристаллах B₄C (AIII BIV), BN и BP(AIII BV) при их облучении в реакторе на быстрых нейтронах ИБР-2 нейтронами спектра деления. Показано, что дефектообразование по механизму упругого рассеяния от продуктов ядерных реакций ⁴α²⁺-частиц и ядер отдачи ⁷Li при захвате тепловых нейтронов ядрами легкого изотопа бора (¹⁰B) более чем на два порядка превышает дефектообразование от быстрых нейтронов ($E_n > 0,1$ МэВ). Расчеты позволяют сделать вывод, что такое облучение может создавать развитую вакансионную дефектную структуру в борсодержащих полупроводниковых монокристаллах (ППК) при однородном распределении вакансий по объему. Это может иметь важное значение для технологического применения, например, для более эффективной диффузии технологических химических примесей по вакансионному механизму при нанесении их на поверхность или имплантации в поверхность ППК при отжиге.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций им. Г. Н. Флерова ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2007

Didyk A. Yu., Hofman A.

P17-2007-116

Peculiarities of Neutron Interaction of Fast Neutron Reactor IBR-2 with Boron-Containing Semiconductor Single Crystals BN, BP(AIII BV) and B₄C(AIII BIV)

Calculations of damage creation at semiconductor single crystals B₄C(AIII BIV) and BN, BP(AIII BV) under their irradiation in fast neutron reactor IBR-2 with fission spectrum neutrons were carried out. It was shown that damage creation by elastic scattering mechanism on semiconductor atoms of fission fragments as ⁴α²⁺-particles and nuclear recoil ⁷Li produced by thermal neutrons in nuclear reactions with light isotope of ¹⁰B is more than two orders higher than damage creation by fast neutrons ($E_n > 0.1$ MeV). Calculation shows that such irradiations allow creating developed vacancies structure at single crystal semiconductors (SCS) with homogeneous vacancy distribution. This effect can be used for technological applications, for example for more effective diffusion of technological chemical impurities using vacancies mechanism after covering of SCS surface or its implantation to the layer near surface at the processes of annealing.

The investigation has been performed at the Flerov Laboratory of Nuclear Reactions, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2007

ВВЕДЕНИЕ

Изучение влияния различных видов облучения и сравнение их воздействия на полупроводниковые монокристаллы (ППК), как правило, входящие в электронные устройства, которые находят применение в исследованиях в космическом пространстве, ядерно-физических установках (ядерных и термоядерных реакторах и источниках нейтронов), является важной задачей. В последние десятилетия существенное развитие получили научно-исследовательские работы в целом ряде ускорительных центров по изучению под действием тяжелых заряженных частиц процессов радиационной деструкции, распыления поверхности, изменения фазового состава, аморфизации, образования «треков», по возможным применениям радиационных технологий в создании новых материалов, которые нельзя получить традиционными методами, в особенности это касается случая нерастворимости компонентов, целенаправленного изменения свойств материалов, применения быстрых тяжелых заряженных ионов и кластеров частиц (C_{10} , C_{20} , C_{30} , C_{60} , Au_4) для возможного использования в нанотехнологиях. Помимо важных технологических применений и прикладных работ такие исследования имеют первостепенное значение для фундаментальной радиационной физики твердого тела.

По-прежнему важное значение имеет проблема ионного легирования ППК технологическими примесями — донорными или акцепторными. В ряде случаев затруднительно ввести необходимые технологические примеси в процессе выращивания ППК. Поэтому, как правило, используются два способа: прямая ионная имплантация необходимого типа примеси на ускорителях малых энергий (до сотен кэВ) — имплантаторах, или нанесение напылением данного технологического химического элемента на поверхность. Затем при длительных отжигах можно добиться сколько-нибудь удовлетворительной адгезии, но на относительно малые глубины при значительной неоднородности перемешивания (по экспоненциальному закону распределения). Кроме того, имеется и проблема достижения надежного теплового и электрического контакта для химических элементов, которые не смешиваются ввиду их взаимной нерастворимости до образования твердого раствора. Такая проблема имеет место, в частности, при создании мощных магнетронов, так как в них применяется вольфрам (для катодов), к которому необходимо надежно и на длительный период эксплуатации присоединить медные контакты.

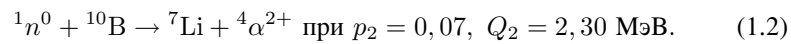
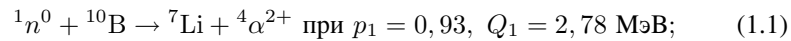
В ряде работ [1–4] для улучшения адгезии использовались тяжелые ионы высоких энергий, при этом слой-подложка и нанесенный на нее более тонкий слой другого элемента облучались высокоионизирующими быстрыми ионами [5]. Это облучение совместно с послерadiационными отжигами приводило к перемешиванию даже несмешиваемых компонентов [3]. Например, такая работа была выполнена для двухслойных систем, таких как Ag-Co и Ag-Ni [3].

Создание развитой вакансионной структуры, достаточно равномерно распределенной по объему ППК, — одна из возможностей для диффузионного перераспределения неоднородно распределенных примесей.

Цель настоящей работы — продемонстрировать возможности по созданию достаточно однородной вакансионной структуры в монокристаллах борсодержащих полупроводников с высокими концентрациями примесей изотопа бора ^{10}B за счет ядерных реакций захвата тепловых нейтронов.

1. УЧЕТ ВЛИЯНИЯ ПРОДУКТОВ ДЕЛЕНИЯ ПРИ ЗАХВАТЕ ТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНОВ НА ПРОЦЕССЫ ДЕФЕКТООБРАЗОВАНИЯ В БОРСОДЕРЖАЩИХ МАТЕРИАЛАХ

Ядерная реакция захвата нейтрона ядрами ^{10}B с образованием α -частиц ядер отдачи ^7Li выражается формулой [6]



В выражениях (1.1) и (1.2) $Q_{1,2}$ — энергетические выходы реакций; $p_{1,2}$ — вероятности данного распада. При этом $Q_1 = 2,78$ МэВ соответствует распаду ^{10}B в основное состояние ядра ^7Li , а $Q_2 = 2,3$ МэВ — в возбужденное состояние ядра ^7Li [6].

В табл. 1.1 и 1.2 представлены параметры, характеризующие взаимодействие α -частиц и ядер отдачи ^7Li с полупроводниковыми монокристаллами BN, BP и B_4C с высокими концентрациями атомов $^{10,81}\text{B}$ (в природном составе бора 19,8% ^{10}B и 80,2% ^{11}B). Значения N , R_p^α , N_V^α , S_{inel}^α , $\sigma_\alpha^{\text{max}}$ вычислены с использованием компьютерной программы TRIM [7].

Вычисление параметров, характеризующих прохождение ионов через ППК, выполнено на основе компьютерной программы TRIM [7]. Толщину образцов ППК считаем одинаковой и равной $Z_{\text{max}} = 50$ мкм. Пороговая энергия смещения для всех ППК выбрана равной $E_d = 20$ эВ. В табл. 1 $N_V^{\alpha, \text{Li}}$ — число вакансий, создаваемых одной α -частицей или ядром отдачи ^7Li . В столбце для S_{inel}^α первая цифра относится к значению ионизационных потерь на входе в мишень, а вторая — в максимуме ионизационных потерь энергии

Таблица 1.1. Характеристические параметры при взаимодействии α -частиц с энергией $E_\alpha = 1,77$ МэВ, образованных в реакции (1.1) с тепловыми нейтронами, с борсодержащими ППК

ППК	ρ , г/см ³	N , атом/см ³	$T_{пл}$, К	R_p^α , мкм	N_V^α , вак./ α	S_{inel}^α , кэВ/нм	σ_α^{max} , с. н. а. · см ² / α
ВР	2,89	$0,833 \cdot 10^{23}$	1400	$4,72 \pm 0,10$	142,9	0,34/0,43	$3,40 \cdot 10^{-17}$
В ₄ С	2,52	$1,373 \cdot 10^{23}$	2723	$4,26 \pm 0,07$	106,4	0,36/0,53	$2,37 \cdot 10^{-17}$
ВN	2,34	$1,135 \cdot 10^{23}$	3000	$4,87 \pm 0,10$	130,4	0,34/0,46	$2,70 \cdot 10^{-17}$

Таблица 1.2. Характеристические параметры при взаимодействии ядер отдачи ⁷Li с энергией $E_{Li} = 1,01$ МэВ, образованных в реакции (1.1) с тепловыми нейтронами, с борсодержащими ППК

ППК	ρ , г/см ³	N , атом/см ³	$T_{пл}$, К	R_p^{Li} , мкм	N_V^α , вак./Li	S_{inel}^{Li} , кэВ/нм	σ_{Li}^{max} , с. н. а. · см ² /Li
ВР	2,89	$0,833 \cdot 10^{23}$	1400	$2,13 \pm 0,14$	316,8	0,71	$6,80 \cdot 10^{-17}$
В ₄ С	2,52	$1,373 \cdot 10^{23}$	2723	$1,88 \pm 0,07$	244,4	0,79	$5,60 \cdot 10^{-17}$
ВN	2,34	$1,373 \cdot 10^{23}$	3000	$2,27 \pm 0,10$	292,7	0,91	$5,85 \cdot 10^{-17}$

α -частиц; $\sigma_{\alpha,Li}^{max}$ — сечение дефектообразования за счет упругого рассеяния α -частиц и ядер отдачи ⁷Li в максимуме (в пике Брэгга).

В работе [3] обсуждается образование дефектов под действием нейтронов спектра деления реактора на быстрых нейтронах ИБР-2 [4] Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ, т. е. непосредственно за счет упругого рассеяния быстрых нейтронов (при $E_n > 0,1$ МэВ) и ядерных реакций (1.1), (1.2) от тепловых нейтронов (при $0,01 < E_n < 0,45$ эВ) в аморфном сплаве Fe₇₇Ni₂Si₁₄B₇. В табл. 2 приведено соотношение полных потоков нейтронов различных энергий Φ_n при облучении данного аморфного сплава в канале установки РЕГАТА с каналом пневматической транспортировки контейнеров с образцами в активную зону реактора ИБР-2 [9–12].

В табл. 3 представлены расчетные значения полного числа N_{10B} атомов ¹⁰B в ППК ВР, В₄С и ВN, число образовавшихся α -частиц (N_α) и ядер отдачи ⁷Li (N_{Li}), полученных из выражения (при этом $N_\alpha \equiv N_{Li}$)

$$N_{\alpha,Li} = N_{10B} \sigma_{capture} \Phi_n^{Therm}, \quad (2)$$

а также приведены дозы повреждений от α -частиц (D_α) и ядер отдачи

Таблица 2. Характеристики нейтронов по их энергиям и набранным флюенсам при облучении сплава $\text{Fe}_{77}\text{Ni}_2\text{Si}_{14}\text{B}_7$ [3], σ_n^{Fast} — ориентировочное сечение дефектообразования на быстрых нейтронах при $E_n > 0,1$ МэВ, σ_{capture} — сечение реакций (1.1), (1.2) захвата теплового нейтрона

Тип нейтронов	Энергия, E_n , эВ	Флюенс, см^{-2}	σ_d^{Fast} , с. н. а. $\cdot \text{см}^2/n$	σ_{capture} , б
Тепловые	0,01 – 0,45	$\Phi_n^{\text{Therm}} = 2,1 \cdot 10^{17}$	–	3838 [3]
Резонансные	0,45 – 10^5	$\Phi_n^{\text{Rezon}} = 4,7 \cdot 10^{17}$	–	–
Быстрые	$10^5 - 2 \cdot 10^7$	$\Phi_n^{\text{Fast}} = 1,8 \cdot 10^{17}$	$\approx (2-4) \cdot 10^{-22}$	–

${}^7\text{Li}$ (D_{Li}) в слое толщиной $Z_{\text{max}} = 50$ мкм и площадью 1×1 см:

$$D_{\alpha, \text{Li}} = N_V^{\alpha, \text{Li}} N_{\alpha, \text{Li}} / N_{Z_{\text{max}}}, \quad (3)$$

где $N_{Z_{\text{max}}}$ — полное число атомов в образце ППК в данном слое. Кроме того, в табл. 3 представлены полные сечения дефектообразования:

$$D_{\alpha, \text{Li}}^{\text{total}} = D_{\alpha} + D_{\text{Li}}. \quad (4)$$

Таблица 3. Расчетные значения полного числа $N_{10\text{B}}$ атомов ${}^{10}\text{B}$ в ППК ВР, В₄С и ВN, число образовавшихся α -частиц (N_{α}) и ядер отдачи ${}^7\text{Li}$ (N_{Li}), дозы повреждений от α -частиц (D_{α}) и от ядер отдачи N_{Li} (D_{Li}), полное сечение дефектообразования $D_{\alpha, \text{Li}}^{\text{total}}$ при флюенсе тепловых нейтронов $\Phi_n^{\text{Therm}} = 2,1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$ и толщине образцов $Z_{\text{max}} = 50$ мкм

ППК	Число атомов $N_{Z_{\text{max}}}$ в объеме $V = 0,005 \text{ см}^3$	Число атомов бора ${}^{10}\text{B}$ в объеме V	Φ_n^{Therm} , см^{-2}	σ_{capture} , б	N_{α}/N_{Li} , $\times 10^{16}$	D_{α}/D_{Li} , $\times 10^{-3}$ с. н. а.	$D_{\alpha, \text{Li}}^{\text{total}}$, $\times 10^{-3}$ с. н. а.
ВР	$4,165 \cdot 10^{20}$	$4,12 \cdot 10^{19}$	$2,1 \cdot 10^{17}$	3838	3,32	1,11/2,47	3,58
В ₄ С	$6,865 \cdot 10^{21}$	$1,09 \cdot 10^{20}$	$2,1 \cdot 10^{17}$	3838	8,79	1,35/3,13	4,48
ВN	$5,675 \cdot 10^{20}$	$5,62 \cdot 10^{19}$	$2,1 \cdot 10^{17}$	3838	4,53	1,03/2,33	3,36

Как видно из табл. 2, доза повреждений в ППК (ВN, ВР и В₄С) при флюенсе быстрых нейтронов $\Phi_n^{\text{Fast}} = 2,1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$ и сечении дефектообразования $\sigma_d^{\text{Fast}} \approx (2-4) \cdot 10^{-22}$ с. н. а. $\cdot \text{см}^2/n$ (флюенс взят, как в работах [3]) составляет

$$D_n^{\text{Fast}} = \sigma_d^{\text{Fast}} \Phi_n^{\text{Fast}} \approx (3,6 \pm 7,2) \cdot 10^{-5} \text{ с. н. а.} \quad (5)$$

Из сравнения значений $D_{\alpha, \text{Li}}^{\text{total}} > 10^{-3}$ с. н. а. (см. табл. 3) и $D_n^{\text{Fast}} \approx (3, 6 \pm 7, 2) \cdot 10^{-5}$ с. н. а. (5) можно сделать вывод, что дефектообразование в борсодержащих ППК при воздействии на них полного спектра нейтронов деления (без кадмиевых поглотителей) реактора на быстрых нейтронах типа ИБР-2 (ЛНФ ОИЯИ) происходит преимущественно за счет ядерных реакций (1.1), (1.2). При этом создаваемые радиационные дефекты практически равномерно распределены по объему облучаемых ППК при выборе образцов с толщинами такими, чтобы ослабление пучка тепловых нейтронов за счет их вступления в реакции (1.1), (1.2), т. е. поглощения на толщине образца, было относительно небольшим (несколько процентов от значения на входе в образец). Соответствующие расчеты проведены ниже.

В связи с тем, что в химический состав ППК типа АШВIV (B_4C) и АШВV (BP и BN) входят только легкие химические элементы, активации продуктов их распада с большими периодами полураспада практически не будет.

Но в случаях, когда захват тепловых нейтронов ядрами ^{10}B (см. ядерную реакцию (1.1)) происходит вблизи боковых сторон ППК и распад ядер ^{10}B происходит в геометрии 4π , то α -частицы и атомы отдачи 7Li , вылетающие в сторону боковых поверхностей ППК с глубин $Z < R_p^\alpha$ и $Z < R_p^{Li}$ соответственно, могут покинуть облучаемый образец. Так как практически 60–70 % точечных дефектов образуются в зоне пика Брэгга — максимума дефектообразования, то такие α -частицы и ядра отдачи 7Li будут несколько занижать значения дозы повреждений, начиная от глубин, соответствующих их проективным пробегам, и линейно уменьшаться по мере приближения к боковым поверхностям. Соответствующие расчеты были выполнены в работе [8].

Ясно, что по мере прохождения тепловых нейтронов с энергиями $0,01 < E_n^{\text{Therm}} < 0,45$ эВ через плоскопараллельные пластинки образцов ППК будет происходить их поглощение за счет вступления в ядерные реакции (1.1) и (1.2). Этот процесс, как и процесс радиоактивного распада, можно описать дифференциальным уравнением

$$\frac{d\Phi_n(Z)}{dZ} = -\lambda_Z \Phi_n(Z), \quad (6)$$

откуда находим общую зависимость числа тепловых нейтронов, дошедших до глубины Z от поверхности образца, например ППК:

$$\Phi_n(Z) = \Phi_{n,0}^{\text{Therm}} \exp(-\lambda_Z \times Z) \text{ при } 0 \leq Z \leq Z_{\text{max}}. \quad (7)$$

Как легко показать, $\lambda_Z \equiv \sigma_{\text{capture}} \rho_{^{10}B}$, где $\rho_{^{10}B}$ — число атомов ^{10}B в 1 см^3 , а $\Phi_{n,0}^{\text{Therm}} = \Phi_n^{\text{Therm}}(Z = 0) \equiv 2,1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$ (для рассматриваемого в данной работе случая облучения образцов на канале РЕГАТА с

пневматической транспортировкой их в активную зону реактора ИБР-2 ЛНФ им. И. М. Франка ОИЯИ (см. [9–12])).

Ясно, что наибольшее поглощение тепловых нейтронов за счет ядерных реакций (1.1), (1.2) будет происходить в ППК В₄С, в котором в 1 см³ на один атом углерода приходится четыре атома бора.

Для вычисления глубин для потоков достигших их тепловых нейтронов необходимо решить уравнения для значений Z_j :

$$k_j = \Phi_n^{\text{Therm}}(Z = Z_j) / \Phi_{n,0}^{\text{Therm}}. \quad (8)$$

При значении $k_j = 0,5$ глубину $Z = Z_{1/2}$ можно назвать глубиной полупоглощения потока тепловых нейтронов. Используя выражения (7) и (8), находим уравнение для вычисления глубин Z_j для соответствующих им значений k_j при $j = 1, 5$:

$$Z_j = -\frac{\ln(k_j)}{\sigma_{\text{capture}} \rho_{^{10}\text{B}}}. \quad (9)$$

Путем подстановки в выражение (9) значений коэффициентов k_j для всех трех полупроводниковых монокристаллов (ВР, В₄С и ВN) при пяти значениях коэффициентов $k_j = 0,9, 0,7, 0,5, 0,3$ и $0,1$ были найдены соответствующие глубины в образцах ($Z_j, j = 1, 5$), которые представлены в табл. 4.

Таблица 4. Атомная плотность атомов ^{10}B ($\rho_{^{10}\text{B}}$ (атом/см³), глубина полупоглощения исходного потока нейтронов $Z_{1/2}$ (мкм), доля нейтронов, прошедших через образец с толщиной $k = \Phi(Z = Z_{\text{max}}) / \Phi_{n,0}$, $Z_{\text{max}} = 50$ мкм

ППК	$\rho_{^{10}\text{B}},$ атом/см ³	$\lambda_Z \equiv$ $\sigma_{\text{capture}} \rho_{^{10}\text{B}},$ мкм	$Z_1,$ мкм $k_1 = 0,9$	$Z_2,$ мкм $k_2 = 0,7$	$Z_3,$ мкм $k_3 = 0,5$	$Z_4,$ мкм $k_4 = 0,3$	$Z_5,$ мкм $k_5 = 0,1$
ВР	$0,82 \cdot 10^{22}$	$3,15 \cdot 10^{-3}$	33	113	220	359	731
В ₄ С	$2,17 \cdot 10^{22}$	$8,33 \cdot 10^{-3}$	13	43	83	136	276
ВN	$1,12 \cdot 10^{22}$	$4,30 \cdot 10^{-3}$	24	83	161	263	535

После прохождения слоев ППК с одинаковыми толщинами $Z_{\text{max}} = 50$ мкм количество тепловых нейтронов от исходного значения флюенса на входе в образцы ($\Phi_{n,0}^{\text{Therm}} = \Phi_n^{\text{Therm}}(Z = 0) \equiv 2,1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$) составит (см. выражение (7))

$$\begin{cases} \text{ВР} - \Phi_{n,\text{ВР}}^{\text{Therm}}(Z_{\text{max}} = 50 \text{ мкм}) = 1,79 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2} (85\%); \\ \text{В}_4\text{С} - \Phi_{n,\text{В}_4\text{С}}^{\text{Therm}}(Z_{\text{max}} = 50 \text{ мкм}) = 1,38 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2} (66\%); \\ \text{ВN} - \Phi_{n,\text{ВN}}^{\text{Therm}}(Z_{\text{max}} = 50 \text{ мкм}) = 1,69 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2} (80\%). \end{cases} \quad (10)$$

В скобках указан процент прошедших через слои с $Z_{\max} = 50$ мкм ППК тепловых нейтронов по отношению к исходному флюенсу. Видно, что поглощение прошедших через такие слои тепловых нейтронов не столь значительное.

ВЫВОДЫ

Расчеты позволяют сделать вывод, что такое облучение дает возможность создавать развитую вакансионную дефектную структуру в борсодержащих полупроводниковых монокристаллах при достаточно однородном распределении вакансий по объему. Это может иметь важное значение для технологического применения, например, для более эффективной диффузии технологических химических примесей по вакансионному механизму при нанесении их на поверхность или имплантации в поверхность ППК при послерадиационном отжиге.

ЛИТЕРАТУРА

1. Workshop on solute segregation and phase stability during irradiation / Ed. J. O. Stiegler // *J. Nucl. Mater.* 1979. V. 83, No. 1/2. P. 1–283.
2. *Bolse W., Schattat B.* Atomic mixing in thin films systems by swift heavy ions // *Nucl. Instr. Meth. B.* 2002. V. 190. P. 173–176.
3. *Li Z. C., Yu D. P., Liu B. X.* Manipulation of ordered layered structures by interface-assisted ion-beam mixing in immiscible Ag-Co and Ag-Ni systems // *Phys. Rev. B.* 2002. V. 65. P. 245403-1–245403-6.
4. *Nastasi M., Mayer J. W.* Ion Beam Mixing and Liquid Interdiffusion // *Rad. Eff. And Def. in Solids.* 1994. V. 130–131. P. 367–385.
5. *Микушкин В. М., Сысоев С. Е., Гордеев Ю. С.* Создание наноструктур ионной бомбардировкой полупроводников и высокотемпературных сверхпроводников // *Изв. РАН. Сер. физ.* 2002. Т. 66, №4. С. 588–592.
6. *Блатт Дж., Вайскопф В.* Теоретическая ядерная физика. М.: Иностранная литература, 1954. 658 с.
7. *Biersack J. P., Haggmark L. G.* // *Nucl. Instr. Meth. B.* 1980. V. 174. P. 257–269.
8. *Голубок Д. С. и др.* // Материалы XVII Международного совещания «Радиационная физика твердого тела», Севастополь, Крым, 9–14 июля 2007 г. С. 73–82.
9. *Peresedov V. F., Rogov A. D.* // *J. Radioanal. and Nucl. Chem., Letters.* 1996. V. 214(4). P. 283.

10. *Frontasyeva M. V., Pavlov S. S.* JINR Preprint E14-2000-177. Dubna, 2000.
11. *Nazarov V. M. et al.* // JINR Rapid Commun. 1985. No. 6–85. P. 37.
12. *Nazarov V. M. et al.* Analysis at Nuclear Reactors // Proc. of the Intern. Conf. «Activation». Dubna, 1988. P. 6.

Получено 20 июля 2007 г.

Редактор *Е. В. Сабеева*

Подписано в печать 6.11.2007.

Формат 60 × 90/16. Бумага офсетная. Печать офсетная.

Усл. печ. л. 0,5. Уч.-изд. л. 0,83. Тираж 305 экз. Заказ № 55948.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований
141980, г. Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6.

E-mail: publish@jinr.ru

www.jinr.ru/publish/