

P17-2007-115

Д. С. Голубок, А. Ю. Дидык, А. Хофман

РАСЧЕТ ДОЗЫ ПОВРЕЖДЕНИЙ В АМОРФНОМ
СПЛАВЕ $\text{Fe}_{77}\text{Ni}_2\text{Si}_{14}\text{B}_7$, ОБЛУЧЕННОМ НЕЙТРОНАМИ
В РЕАКТОРЕ ИБР-2

Направлено в журнал «Физика, химия и обработка материалов»

Голубок Д. С., Дидык А. Ю., Хофман А.

P17-2007-115

Расчет дозы повреждений в аморфном сплаве $\text{Fe}_{77}\text{Ni}_2\text{Si}_{14}\text{B}_7$, облученном нейтронами в реакторе ИБР-2

Рассмотрено влияние ядерных реакций при захвате тепловых нейтронов атомами легкого изотопа ^{10}B , в результате которых образуются α -частицы с энергиями 1,77 (выход 93 %) и 1,46 МэВ (выход 7 %) и ядра отдачи ^7Li с энергиями 1,01 и 0,84 МэВ, на дефектообразование в аморфном металлическом сплаве $\text{Fe}_{77}\text{Ni}_2\text{Si}_{14}\text{B}_7$ при облучении в реакторе ИБР-2 Лаборатории нейтронной физики им. И. М. Франка. Показано, что вклад в образование радиационных дефектов при упругом рассеянии α -частиц и ядер отдачи ^7Li превышает дефектообразование от быстрых нейтронов за счет упругого рассеяния на ядрах данного борсодержащего аморфного сплава более чем на порядок величины. Вычислен коэффициент поглощения тепловых нейтронов при прохождении их через образец за счет ядерной реакции захвата. Проведены оценки относительного количества α -частиц и ядер отдачи ^7Li , образующихся на расстояниях от боковых поверхностей образцов, меньших их проективных пробегов, и имеющих возможности покинуть облучаемые образцы сплава $\text{Fe}_{77}\text{Ni}_2\text{Si}_{14}\text{B}_7$ и тем самым практически не вносящих вклад в дефектообразование. Получена приближенная зависимость дозы повреждений от глубины в облучаемых образцах сплава.

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

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2007

Golubok D. S., Didyk A. Yu., Hofman A.

P17-2007-115

Estimation of Damage Dose at $\text{Fe}_{77}\text{Ni}_2\text{Si}_{14}\text{B}_7$

Amorphous Alloy Irradiated with Neutrons on IBR-2

Damage creation in amorphous alloy $\text{Fe}_{77}\text{Ni}_2\text{Si}_{14}\text{B}_7$ under irradiation at IBR-2 reactor of the Frank Laboratory of Neutron Physics is considered. The influence of α -particles with energies of 1.77 MeV (yield 93 %) and 1.46 MeV (yield 7 %) and ^7Li recoils with energies 1.01 MeV (yield 93 %) and 0.84 MeV (yield 7 %) produced at thermal neutrons capture reactions and light ^{10}B isotopes on radiation defects creation is calculated. It was shown the production of damage at the elastic scattering processes by α -particles and ^7Li recoils is more than one order value bigger in comparison with production by fast neutrons elastic scattering processes. The absorption coefficient of thermal neutrons at their passing through the amorphous $\text{Fe}_{77}\text{Ni}_2\text{Si}_{14}\text{B}_7$ samples versus the depth is presented. The estimations of relative quantities of α -particles and ^7Li recoils produced in the capture reactions at the distances from the lateral surfaces of samples less than their projected ranges and having possibilities to fly out from irradiated $\text{Fe}_{77}\text{Ni}_2\text{Si}_{14}\text{B}_7$ alloy samples, thus contributing little to damage creation, are presented. Approximate analytical dependence of damage dose versus the depth between the lateral surfaces is obtained.

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 особенностей поведения материалов при воздействии на них различных видов излучений является важной и актуальной исследовательской задачей [1–4]. Особенный интерес представляют сравнительные исследования изменений свойств материалов под действием различных частиц, таких как легкие и тяжелые ионы, быстрые нейтроны и электроны [3–5]. Это обусловлено различием энергетических спектров первично выбитых атомов, длин проективных пробегов возбужденных электронов, образованных за счет ионизационных потерь энергии, тепловыми эффектами типа «теплого пика», структурно-фазовыми превращениями, радиационно-стимулированной диффузией и рядом других факторов.

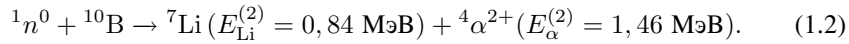
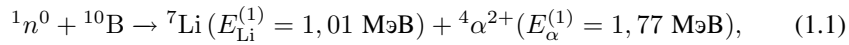
Также интересно изучение поведения аморфных металлических сплавов, которые характеризуются отсутствием дальнего порядка решетки. Поэтому исследование изменений их свойств представляется важным для понимания процессов дефектообразования в структурах, в которых отсутствует дальний порядок в решетке, т. е. фактически состоящих из одних дефектов. В связи с вышеизложенным аморфный сплав $\text{Fe}_{77}\text{Ni}_2\text{Si}_{14}\text{B}_7$ был облучен ионами высоких энергий, а именно ионами аргона и криптона с энергиями 155 и 253 МэВ соответственно, а также нейтронами спектра деления в реакторе ИБР-2 Лаборатории нейтронной физики им. И. М. Франка Объединенного института ядерных исследований.

Целью настоящей работы является определение полного сечения дефектообразования $\sigma_d(X)$ и дозы повреждений $D_n(X)$ от быстрых нейтронов и вклада продуктов ядерных реакций при облучении данного борсодержащего аморфного сплава в реакторе ИБР-2.

1. ВЫЧИСЛЕНИЕ ДЕФЕКТООБРАЗОВАНИЯ В АМОРФНОМ СПЛАВЕ $\text{Fe}_{77}\text{Ni}_2\text{Si}_{14}\text{B}_7$ ПРИ ОБЛУЧЕНИИ НЕЙТРОНАМИ СПЕКТРА ДЕЛЕНИЯ В РЕАКТОРЕ ИБР-2

Облучение образцов аморфного сплава $\text{Fe}_{77}\text{Ni}_2\text{Si}_{14}\text{B}_7$ было проведено на импульсном реакторе быстрых нейтронов ИБР-2 Лаборатории нейтронной физики им. И. М. Франка ОИЯИ на установке РЕГАТА с пневматической транспортировкой образцов в активную зону реактора [6].

В данном рассмотрении для простоты выберем сечение дефектообразования σ_d от быстрых нейтронов исходя из литературных данных для реакторов с энергетическими спектрами нейтронов, близкими к энергетическому спектру реактора ИБР-2. В табл. 1 представлены данные по основным параметрам нейтронов, характеризующим проведенное облучение образцов аморфного металлического сплава $\text{Fe}_{77}\text{Ni}_2\text{Si}_{14}\text{B}_7$ на реакторе ИБР-2 [6–8]. Здесь σ_d — сечение дефектообразования для быстрых нейтронов ($E_n > 0,1$ МэВ) из литературных данных [9, 10]; $\sigma_{\text{capture}}^*$ — сечение захвата нейтрона в реакции



${}^4_2\alpha^{2+}$ -частицы испускаются по двум каналам, отвечающим основному состоянию ${}^7_3\text{Li}$ при энергии реакции $Q = 2,78$ МэВ с вероятностью распада 0,93 и первому возбужденному состоянию ${}^7_3\text{Li}$ при энергии реакции $Q = 2,3$ МэВ с вероятностью распада 0,07 (см. [11], с. 390). Заметим, что при распаде ядра ${}^{10}_5\text{B}$ по процессу (1) α -частица и ядро отдачи ${}^7_3\text{Li}$ получают энергии, легко вычисляемые из законов сохранения импульса ($\vec{p}_{\alpha} = -\vec{p}_{\text{Li}}$) и энергии ($Q = E_{\alpha} + E_{\text{Li}}$) в соответствии с выражениями

$$E_{\alpha}^{(1),(2)} = \frac{Q}{1 + M_{\alpha}/M_{\text{Li}}}, \quad (2.1)$$

$$E_{\text{Li}}^{(1),(2)} = E_{\alpha}^{1,2} \frac{M_{\alpha}}{M_{\text{Li}}}. \quad (2.2)$$

Значения соответствующих энергий ${}^4_2\alpha^{2+}$ -частиц и ядер отдачи ${}^7_3\text{Li}$ приведены в скобках в (1.1) и (1.2).

Таблица 1

Тип нейтронов	Энергия, E_n , эВ	Флюенс, см^{-2}	σ_d , с.н.а. $\cdot \text{см}^2/n$ [3, 9]	$\sigma_{\text{capture}}^*$, б [10]
Тепловые	0,01 – 0,45	$\Phi_n^{\text{Therm}} = 2,1 \cdot 10^{17}$	–	3838 [10]
Резонансные	0,45 – 10^5	$\Phi_n^{\text{Reson}} = 4,7 \cdot 10^{17}$	–	–
Быстрые	10^5 – $2,0 \cdot 10^7$	$\Phi_n^{\text{Fast}} = 1,8 \cdot 10^{17}$	$\approx (2 - 4) \cdot 10^{-22}$	–

Как видно, поток быстрых нейтронов с энергиями $E_n > 0,1$ МэВ, которые способны создавать точечные дефекты по Френкелю (вакансии и междоузельные атомы), составляет $\Phi_n^{\text{Fast}} = 1,8 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$. Доза повреждений при таком флюенсе от быстрых нейтронов составит

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

Оценим далее полное количество актов распадов ядер бора ^{10}B , т. е. полное число α -частиц N_α с энергиями $E_\alpha^{(1)} = 1,77$ МэВ (распад с вероятностью 0,93) и $E_\alpha^{(2)} = 1,46$ МэВ (распад с вероятностью 0,07) и ядер отдачи ^7Li с энергиями $E_{\text{Li}}^{(1)} = 1,01$ МэВ (реакция (1.1)) и $E_{\text{Li}}^{(2)} = 0,84$ МэВ (реакция (1.2)), а затем вычислим вклад от полных флюенсов облучения α -частицами и ядрами отдачи ^7Li в дефектообразование $D_n^{\alpha, \text{Li}}$.

Полное число α -частиц и ядер отдачи ^7Li можно вычислить, используя выражение

$$N_{\alpha, \text{Li}} = \sigma_{\text{capture}}^* \Phi_n^{\text{Therm}} N_{\text{nuclei}}^{^{10}\text{B}}, \quad (4)$$

где $N_{\text{nuclei}}^{^{10}\text{B}}$ — число ядер ^{10}B в образцах аморфного сплава $\text{Fe}_{77}\text{Ni}_2\text{Si}_{14}\text{B}_7$ с толщиной $H = 25$ мкм $= 2,5 \cdot 10^{-3}$ см и площадью $1,0 \times 1,0$ см для всех изученных образцов. Атомарная плотность аморфного сплава $\text{Fe}_{77}\text{Ni}_2\text{Si}_{14}\text{B}_7$ при его плотности $\rho_{\text{FeNiSiB}} = 6,724$ г/см 3 составляет $n_{\text{FeNiSiB}} = 8,286 \times 10^{22}$ атом/см 3 . Следовательно, можно получить, что полное число ядер ^{10}B , которого в природном химическом элементе боре содержится 19,8 %, в единице объема образца аморфного сплава $\text{Fe}_{77}\text{Ni}_2\text{Si}_{14}\text{B}_7$ составит $n_{^{10}\text{B}} = 1,16 \cdot 10^{21}$ ат. ^{10}B /см 3 , а в объеме

$$V_{\text{FeNiSiB}} = (1,0 \times 1,0 \times 2,5) \cdot 10^{-3} \text{ см}^3 \quad (5)$$

составит $N_{\text{nuclei}}^{^{10}\text{B}} = n_{^{10}\text{B}} V_{\text{FeNiSiB}} \approx 2,875 \cdot 10^{18}$ ядер. Используя выражение (4), можно получить, что полное число α -частиц с энергиями 1,77 и 1,46 МэВ и ядер отдачи ^7Li с энергиями 1,01 и 0,84 МэВ, образовавшихся в объеме $V_{\text{FeNiSiB}} = 2,5 \cdot 10^{-3}$ см 3 в результате ядерных реакций (1.1) и (1.2), равно

$$N_{\alpha, \text{Li}} = 2,32 \cdot 10^{15}. \quad (6)$$

С использованием компьютерной программы TRIM-98 [12] были вычислены упругие потери энергии $S_{\text{elast}}^{\alpha, \text{Li}}(z) = - \left(\frac{\partial E}{\partial z} \right)_{\text{elast}}^{\alpha, \text{Li}}(z)$ и сечения дефектообразования $\sigma_d^{\alpha, \text{Li}}(z) = \frac{S_{\text{elast}}^{\alpha, \text{Li}}(z)}{E_d n_{\text{FeNiSiB}}}$ при пороговой величине энергии смещения атомов аморфного сплава, равной $E_d = 20$ эВ; определены также значения неупругих потерь энергии $S_{\text{inel}}^{\alpha, \text{Li}}(z) = - \left(\frac{\partial E}{\partial x} \right)_{\text{inel}}^{\alpha, \text{Li}}(z)$ и величины проективных пробегов α -частиц (R_p^α) и ядер отдачи ^7Li (R_p^{Li}) в мишени. В табл. 2.1 и 2.2 представлены параметры, характеризующие процессы при взаимодействии α -частиц и ядер отдачи ^7Li с аморфным сплавом $\text{Fe}_{77}\text{Ni}_2\text{Si}_{14}\text{B}_7$.

Таблица 2.1. Параметры, характеризующие взаимодействие α -частиц с энергиями $E_\alpha^1 = 1,77$ и $E_\alpha^2 = 1,46$ МэВ и ядер отдачи ${}^7\text{Li}$ с энергиями $E_{\text{Li}}^1 = 1,01$ МэВ и $E_{\text{Li}}^2 = 0,84$ МэВ с аморфным сплавом $\text{Fe}_{77}\text{Ni}_2\text{Si}_{14}\text{B}_7$ при пороговой энергии смещения $E_d = 20$ эВ. Для α -частиц

R_p^α , мкм	Число вакансий N_V^α , вак./ α	σ_d^α , с. н. а. \cdot см ² / α	σ_d^α , с. н. а. \cdot см ² / α	S_{inel}^α , кэВ/нм	S_{inel}^α , кэВ/нм
$E_\alpha^{(1)}=1,77$ МэВ		$z \approx 0$ мкм	$z_{\alpha,1}^m \approx 3,2$ мкм	$z \approx 0$ мкм	$z_m \approx 1,85$ мкм
$E_\alpha^{(2)}=1,46$ МэВ			$z_{\alpha,2}^m \approx 2,6$ мкм		$z_m \approx 1,25$ мкм
$3,15 \pm 0,18$	207,6	$\approx 1,24 \cdot 10^{-18}$	$\approx 4,67 \cdot 10^{-17}$	0,59	0,67
$2,56 \pm 0,17$	201,7	$\approx 1,01 \cdot 10^{-18}$	$\approx 4,86 \cdot 10^{-17}$	0,67	0,67

Таблица 2.2. Для ядер отдачи ${}^7\text{Li}$

${}^7\text{Li}$, E_{Li} , МэВ	R_p^{Li} , мкм	Число вакансий, N_V^{Li} , вак./Li	σ_d^{Li} , с. н. а. \cdot см ² / α	σ_d^{Li} , с. н. а. \cdot см ² / α	$S_{\text{inel}}^{\text{Li}}$, кэВ/нм
			$z \approx 0$ мкм	$z_{\text{Li},1}^m \approx 1,50$ мкм $z_{\text{Li},2}^m \approx 1,29$ мкм	$z \approx 0$ мкм
1,01	$1,48 \pm 0,16$	432,5	$\approx 6,97 \cdot 10^{-18}$	$\approx 1,05 \cdot 10^{-16}$	0,99
0,84	$1,31 \pm 0,16$	422,8	$\approx 6,97 \cdot 10^{-18}$	$\approx 9,84 \cdot 10^{-17}$	0,94

В табл. 2.1 верхние значения относятся к параметрам, характеризующим прохождение через образец α -частиц с энергиями $E_\alpha^{(1)} = 1,77$ МэВ, а нижние — с энергиями $E_\alpha^{(2)} = 1,46$ МэВ соответственно.

Как видно из табл. 2.1 и 2.2, отличия в полном числе созданных вакансий ($N_V^{\alpha,\text{Li}}$), сечениях дефектообразования ($\sigma_d^{\alpha,\text{Li}}(z)$) и неупругих потерях энергии ($S_{\text{inel}}^{\alpha,\text{Li}}(z)$) в проективных пробегах ($R_p^{\alpha,\text{Li}}$) незначительные как для α -частиц, так и для ядер отдачи ${}^7\text{Li}$ разных энергий ($E_{\alpha,\text{Li}}^{(1)}, E_{\alpha,\text{Li}}^{(2)}$). Поэтому далее будем считать, так как это не принципиально и незначительно влияет на результаты, что все α -частицы и ядра отдачи имеют энергии $E_\alpha = 1,77$ и $E_{\text{Li}} = 1,01$ МэВ соответственно.

Используя полученные значения для числа вакансий, создаваемых одной α -частицей $N_V^\alpha = 220$ и одним ядром отдачи ${}^7\text{Li}$ $N_V^{\text{Li}} = 432,5$, и полное число образовавшихся α -частиц и ядер отдачи $N_{\alpha,\text{Li}} = 2,32 \cdot 10^{15}$ (см. выражение (6)), можно получить полное число созданных вакансий (точечных дефектов) за счет ядерной реакции (1) $N_{V,\text{total}}^{\alpha,\text{Li}} = N_V^\alpha N_\alpha + N_V^{\text{Li}} N_{\text{Li}} \equiv N_{\alpha,\text{Li}}(N_V^\alpha + N_V^{\text{Li}})$ и затем найти дозу повреждений $D_d^{\alpha+\text{Li}}$ от полного числа α -частиц (N_α) и

ядер отдачи ${}^7\text{Li}$ (N_{Li}) с использованием выражения

$$D_d^{\alpha+\text{Li}} = D_d^\alpha + D_d^{\text{Li}} = \frac{N_\alpha N_V^\alpha}{n_{\text{FeNiSi}} H} + \frac{N_{\text{Li}} N_V^{\text{Li}}}{n_{\text{FeNiSi}} H} = 7,3 \cdot 10^{-3} \text{ с. н. а.} \quad (7)$$

Из сравнения значений $D_n^{\text{Fast}} \approx (5,4 - 10,8) \cdot 10^{-5}$ с. н. а. и $D_d^{\alpha+\text{Li}} = 7,3 \cdot 10^{-3}$ с. н. а. видно, что дефектообразование от α -частиц ($D_d^\alpha = 2,46 \times 10^{-3}$ с. н. а.) и ядер отдачи ${}^7\text{Li}$ ($D_d^{\text{Li}} = 4,84 \cdot 10^{-3}$ с. н. а.) из ядерных реакций (1.1), (1.2) более чем на два порядка величины превышает дефектообразование от быстрых нейтронов.

2. РАСЧЕТЫ ОСЛАБЛЕНИЯ ПОТОКА НЕЙТРОНОВ НА ПОГЛОЩЕНИЕ ПРИ ПРОХОЖДЕНИИ ФОЛЬГИ АМОРФНОГО СПЛАВА $\text{Fe}_{77}\text{Ni}_2\text{Si}_{14}\text{B}_7$ И УМЕНЬШЕНИЯ ДЕФЕКТООБРАЗОВАНИЯ ЗА СЧЕТ ВЫЛЕТА ПРОДУКТОВ ДЕЛЕНИЯ ЯДЕР ${}^{10}\text{B}$ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНОВ ИЗ ОБРАЗЦА

Ясно, что по мере прохождения тепловых нейтронов с энергиями $0,01 < E_n^{\text{Therm}} < 0,45$ эВ через плоскопараллельные пластинки образцов полупроводниковых монокристаллов (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

$$\frac{d\Phi_n(Z)}{dZ} = -\lambda_Z \Phi_n(Z), \quad (8)$$

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

$$\Phi_n(Z) = \Phi_{n,0}^{\text{Therm}} \exp(-\lambda_Z Z) \quad \text{при } 0 < Z \leq H. \quad (9)$$

Как легко показать, $\lambda_Z \equiv \sigma_{\text{capture}} n_{10\text{B}}$, где $n_{10\text{B}} = 1,16 \times 10^{21}$ ат. ${}^{10}\text{B}/\text{см}^3$ — число атомов ${}^{10}\text{B}$ в 1 см^3 , а $\Phi_{n,0} = \Phi_n(Z=0) \equiv 2,1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$ (для рассматриваемого в данной работе случая облучения образцов на реакторе ИБР-2).

Тогда можно написать, что число тепловых нейтронов, достигающих обратной стороны фольги с толщиной $H = 2,5 \cdot 10^{-3}$ см аморфного сплава $\text{Fe}_{77}\text{Ni}_2\text{Si}_{14}\text{B}_7$, равно

$$\Phi_n^{\text{Therm}}(Z=H=0,005 \text{ см}) = 2,08 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}. \quad (10)$$

Следовательно, можно сделать вывод, что процессом поглощения тепловых нейтронов при таких толщинах образцов данного аморфного сплава можно пренебречь (коэффициент поглощения составляет только 1 %).

В табл. 2.1 и 2.2 представлены значения $\sigma_d^{\alpha, \text{Li}}(z)$ и $S_{\text{inel}}^{\alpha, \text{Li}}(z)$ при максимальной энергии α -частиц и ядер отдачи ${}^7\text{Li}$, т.е. в месте распада ядер ${}^{10}\text{B}$ при $z \approx 0$ мкм (это как бы случай «входа» частицы в мишень) и в максимумах соответствующих величин, если этот максимум достигается. Например, для ядер отдачи ${}^7\text{Li}$ значения максимальных неупругих потерь энергии ${}^7\text{Li}$ совпадают со значениями в месте распада ядер ${}^{10}\text{B}$, т.е. при $z \approx 0$ мкм. Видно, что дефектообразование в пиках смещений α -частиц и ядер отдачи ${}^7\text{Li}$ при значениях $z \approx z_{\alpha}^1 = 3,2$, $z \approx z_{\text{Li}}^1 = 1,5$ мкм примерно в 40 и 15 раз превышают значения в месте распада ${}^{10}\text{B}$ («на входе в мишень», т.е. при $z \approx 0$ мкм).

Вычислим далее ширины распределений радиационных дефектов, т.е. диапазоны изменений по пробегам, при которых значения сечений возрастают до максимальных при пробегах частиц, а затем уменьшаются от максимальных до примерно вдвое меньших, т.е. определим дисперсии распределений. Дисперсии распределений составляют $\Delta R_p^{\alpha} \approx \Delta R_{p, \text{рост}}^{\alpha} + \Delta R_{p, \text{спад}}^{\alpha} = 0,9$ и $\Delta R_p^{\text{Li}} \approx \Delta R_{p, \text{рост}}^{\text{Li}} + \Delta R_{p, \text{спад}}^{\text{Li}} = 0,5$ мкм. Для удобства записи последующих выражений введем обозначение $R^{\alpha, \text{Li}} \equiv R_p^{\alpha, \text{Li}} - \Delta R_{p, \text{рост}}^{\alpha, \text{Li}}$. Нижние индексы «рост» и «спад» соответствуют увеличению дефектообразования по мере движения дефектообразующих α -частиц и ядер отдачи ${}^7\text{Li}$ к областям вплоть до пиков повреждений по пробегам частиц и уменьшению дефектообразования за пиками повреждений вплоть до нуля. При этом пики сечений дефектообразования от α -частиц и от ядер отдачи ${}^7\text{Li}$ несимметричны, так как асимметрии до пика и за пиком $\Delta R_{p, \text{рост}}^{\alpha} = 0,65$, а $\Delta R_{p, \text{спад}}^{\alpha} = 0,25$ мкм для α -частиц и $\Delta R_{p, \text{рост}}^{\text{Li}} = 0,3$ и $\Delta R_{p, \text{спад}}^{\text{Li}} = 0,2$ мкм для ядер отдачи ${}^7\text{Li}$. Для пика смещений от α -частиц и ядер отдачи ${}^7\text{Li}$ имеем отношения $\frac{\Delta R_p^{\alpha}}{R_p^{\alpha}} = 0,28$

и $\frac{\Delta R_p^{\text{Li}}}{R_p^{\text{Li}}} = 0,33$. Оценим процентное соотношение между создаваемыми α -частицами и ядрами отдачи ${}^7\text{Li}$ точечными дефектами в области пика смещений (т.е. при $R^{\alpha, \text{Li}} < Z < R_p^{\alpha, \text{Li}} + \Delta R_{p, \text{спад}}^{\alpha, \text{Li}}$) по отношению к полному числу создаваемых дефектов $N_V^{\alpha, \text{Li}}$ (см. табл. 2.1 и 2.2) в соответствии с выражениями

$$\eta_{\alpha, \text{Li}} = \frac{1}{N_V^{\alpha, \text{Li}}} \int_{R^{\alpha, \text{Li}}}^{R_p^{\alpha, \text{Li}} + \Delta R_{p, \text{спад}}^{\alpha, \text{Li}}} \sigma_d^{\alpha, \text{Li}} dZ = \begin{cases} 81 \% \text{ для } {}^4\alpha^2\text{-частиц;} \\ 68 \% \text{ для } {}^7\text{Li.} \end{cases} \quad (11)$$

Из полученных значений для коэффициентов $\eta_{\alpha, \text{Li}}$ можно сделать вывод, что основное число точечных дефектов от α -частиц и ядер отдачи ${}^7\text{Li}$ создается в пике смещений.

Отметим, что ядерные реакции (1) могут равновероятно происходить по всей толщине образца аморфного сплава $\text{Fe}_{77}\text{Ni}_2\text{Si}_{14}\text{B}_7$ ($H = 2,5 \cdot 10^{-3}$ см).

При этом вылет α -частиц и ядер отдачи ${}^7\text{Li}$ в противоположном направлении равновероятно происходит в геометрии 4π в объеме облучаемого образца. При этом ясно, что из центральных частей образца аморфного сплава с ширинами

$$\Delta H^{\alpha, \text{Li}} = H - 2(R_p^{\alpha, \text{Li}} + \Delta R_{p, \text{спад}}^{\alpha, \text{Li}}) = \begin{cases} 18,1 \text{ мкм для } {}^4\alpha^{2+}, & (12.1) \\ 21,6 \text{ мкм для } {}^7\text{Li} & (12.2) \end{cases}$$

образовавшиеся в этих областях α -частицы (12.1) и ядра отдачи ${}^7\text{Li}$ (12.2) не могут покинуть образец и, следовательно, дефектообразование в данной области является однородным. Поэтому в центральной области по сечению образца с шириной $\Delta H^\alpha = H - 2(R_p^\alpha + \Delta R_{p, \text{спад}}^\alpha) \approx 18,1$ мкм доза повреждений будет однородной и равной $D_n^{\alpha+\text{Li}} = 7,3 \cdot 10^{-3}$ с. н. а. (7).

В то же время α -частицы и ядра отдачи ${}^7\text{Li}$, образовавшиеся в прилегающих к центральному слою двух боковых слоев с ширинами $0 \leq Z \leq R^{\alpha, \text{Li}}$ (слои слева от центрального слоя) и $-R^{\alpha, \text{Li}} \leq Z \leq H$ (слои справа от центрального слоя), могут покидать образец, уменьшая дефектообразование в слоях слева и справа от центральной области при $R^{\alpha, \text{Li}} \leq Z \leq H - R^{\alpha, \text{Li}}$. Схематически это представлено на рисунке.

Следовательно, α -частицы, вылетающие в сторону поверхностей с глубин

$$Z \leq R^\alpha \quad (13.1)$$

в левую сторону от центральной области и при

$$H - R^{\alpha, \text{Li}} \leq Z \leq H \quad (13.2)$$

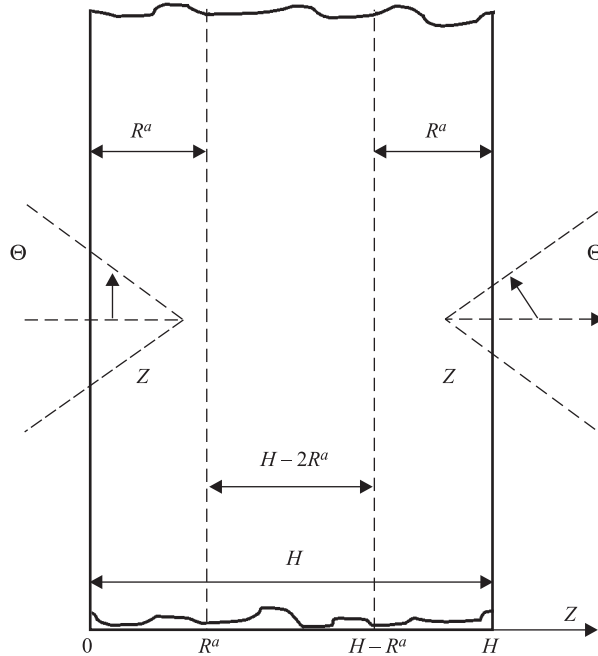
в правую сторону, могут покинуть облучаемый образец, уменьшая тем самым дефектообразование в этих двух слоях сплава $\text{Fe}_{77}\text{Ni}_2\text{Si}_{14}\text{B}_7$ (при толщине фольги $H = 2,5 \cdot 10^{-3}$ см), но при этом ядра отдачи ${}^7\text{Li}$,двигающиеся внутрь образца, остаются в образце. И наоборот, если ядра отдачи ${}^7\text{Li}$ вылетают из слоев, удовлетворяющих условиям (13) для ${}^7\text{Li}$, то α -частицы остаются в образце. Следовательно, вылет α -частиц и ядер отдачи ${}^7\text{Li}$ из образца понижает уровень дефектообразования в боковых слоях образца аморфного сплава $\text{Fe}_{77}\text{Ni}_2\text{Si}_{14}\text{B}_7$.

Оценим количество α -частиц и ядер отдачи ${}^7\text{Li}$, которые покидают образец. Они вылетают с глубин Z_1 и Z_2 по направлению к боковым поверхностям и могут покидать образец согласно условиям

$$0 \leq Z_1 \leq R^{\alpha, \text{Li}}, \quad (14.1)$$

$$H - R^{\alpha, \text{Li}} < Z_2 < H. \quad (14.2)$$

Введем характерные диапазоны изменения углов $\Theta^\alpha(Z)$ (для α -частиц) и $\Theta^{\text{Li}}(Z)$ (для ядер отдачи ${}^7\text{Li}$), в которых все продукты ядерных реакций



Структура поперечного среза фольги аморфного сплава $\text{Fe}_{77}\text{Ni}_2\text{Si}_{14}\text{B}_7$ с толщиной $H = 25$ мкм с направлениями вылета ${}^4\alpha^{2+}$ -частиц и ядер отдачи ${}^7\text{Li}$ к поверхности

(1.1), (1.2) покидают образец с обеих боковых поверхностей в соответствии с условиями (далее углы α для удобства обозначены Θ (см. рисунок))

$$\Theta^\alpha \subseteq [-\Theta_{\max}^\alpha(Z), \Theta_{\max}^\alpha(Z)], \quad (15.1)$$

$$\Theta^{\text{Li}} \subseteq [-\Theta_{\max}^{\text{Li}}(Z), \Theta_{\max}^{\text{Li}}(Z)], \quad (15.2)$$

а сами углы Θ_{\max}^α и $\Theta_{\max}^{\text{Li}}$ удовлетворяют соотношениям

$$\cos \Theta_{\max}^{\alpha, \text{Li}}(Z) = \begin{cases} \frac{Z}{R^{\alpha, \text{Li}}}, & \text{если } Z \text{ удовлетворяет условию (14.1),} \\ \frac{H - Z}{R^{\alpha, \text{Li}}}, & \text{если } Z \text{ удовлетворяет условию (14.2).} \end{cases} \quad (16)$$

Из условий на углы Θ^α и Θ^{Li} (15) и из выражений (16) следует, что для таких α -частиц и ядер отдачи ${}^7\text{Li}$ части их полных пробегов с пиками смещений, в которых и образуется основное количество точечных дефектов (см. выражение (11)), могут располагаться только за пределами боковых поверхностей

облучаемого образца. Следовательно, вкладами от таких частиц в дефектообразование можно с достаточной точностью пренебречь. Ясно, что зависимости доз повреждений справа и слева от центральной области (см. рисунок) при Z , удовлетворяющих условиям (14.1) и (14.2), будут аналогичными и симметричными относительно центра образца.

Отношения разностей $K(\Theta^{\alpha, \text{Li}})$ между площадями поверхностей сфер с радиусами $S^{\alpha, \text{Li}} = 4\pi(R^{\alpha, \text{Li}})^2$ и площадями оснований $S_{\text{сектор}}^{\alpha, \text{Li}} = 2\pi[R^{\alpha, \text{Li}}]^2(1 - \cos \Theta_{\text{max}}^{\alpha, \text{Li}})$ «шаровых секторов» с радиусами $R^{\alpha, \text{Li}} \sin \Theta^{\alpha, \text{Li}}$ (углы при их вершинах $2\Theta^\alpha$ и $2\Theta^{\text{Li}}$) к площадям сфер $S^{\alpha, \text{Li}}$, как легко показать, имеют вид

$$K(\Theta^{\alpha, \text{Li}}) = 0,5 \left[1 + \frac{Z}{R^{\alpha, \text{Li}}} \right] \text{ при } 0 \leq Z \leq R^{\alpha, \text{Li}}, \quad (17.1)$$

$$K(\Theta^{\alpha, \text{Li}}) = 0,5 \left[1 + \frac{H - Z}{R^{\alpha, \text{Li}}} \right] \text{ при } H - R^{\alpha, \text{Li}} < Z < H. \quad (17.2)$$

Именно эти отношения и определяют относительную долю продуктов распада из реакций (1.1), (1.2), которые и дают вклад в дефектообразование.

Тогда зависимость дозы повреждений по образцу аморфного сплава $\text{Fe}_{77}\text{Ni}_2\text{Si}_{14}\text{B}_7$ за счет α -частиц и ядер отдачи ${}^7\text{Li}$ можно представить в виде

$$D_d^{\alpha, \text{Li}}(Z) = 0,5D_d^\alpha \left[1 + \frac{Z}{R^\alpha} \right] + 0,5D_d^{\text{Li}} \left[1 + \frac{Z}{R^{\text{Li}}} \right] \text{ при } 0 \leq Z \leq R^{\text{Li}}, \quad (18.1)$$

$$D_d^{\alpha, \text{Li}}(Z) = D_d^{\text{Li}} + 0,5D_d^\alpha \left[1 + \frac{Z}{R^\alpha} \right] \text{ при } R^{\text{Li}} \leq Z \leq R^\alpha, \quad (18.2)$$

$$D_d^{\alpha, \text{Li}}(Z) = D_d^\alpha + D_d^{\text{Li}} \text{ при } R^\alpha \leq Z \leq H - R^\alpha, \quad (18.3)$$

$$D_d^{\alpha, \text{Li}}(Z) = D_d^{\text{Li}} + 0,5D_d^\alpha \left[1 + \frac{Z}{R^\alpha} \right] \text{ при } H - R^\alpha \leq Z \leq H - R^{\text{Li}}, \quad (18.4)$$

$$D_d^{\alpha, \text{Li}}(Z) = 0,5D_d^\alpha \left[1 + \frac{Z}{R^\alpha} \right] + 0,5D_d^{\text{Li}} \left[1 + \frac{Z}{R^{\text{Li}}} \right] \text{ при } H - R^{\text{Li}} \leq Z \leq H. \quad (18.5)$$

Вычисленная зависимость дозы повреждений (18) от продуктов распада из реакций (1.1), (1.2) по глубине в образце приближенная, так как не учитывались вклады в дефектообразование от α -частиц и ядер отдачи ${}^7\text{Li}$, покинувших облучаемый нейтронами образец, в областях от места распада ядра ${}^{10}\text{B}$ до места их вылета из образца, исходя из оценок в выражении (11).

ВЫВОДЫ

На основании выполненных расчетов сечения дефектообразования $\sigma_d(Z)$ для определения полной дозы повреждений в аморфном металлическом сплаве $\text{Fe}_{77}\text{Ni}_2\text{Si}_{14}\text{B}_7$ при его облучении в импульсном реакторе ИБР-2 [6–8] быстрыми нейтронами ($E_n > 0,1$ МэВ), α -частицами ($E_\alpha = 1,77$ МэВ) и ядрами отдачи ${}^7\text{Li}$ из ядерных реакций (1.1), (1.2) при захвате тепловых нейтронов (диапазон энергий $0,01 < E_n < 0,45$ эВ) можно сделать следующие основные выводы.

1. Доза повреждений от α -частиц и ядер отдачи ${}^7\text{Li}$ более чем на порядок превышает дозу повреждений вышеуказанного аморфного сплава за счет упругого рассеяния быстрых нейтронов ($E_n > 0,1$ МэВ).
2. Из-за малой толщины образцов изученного сплава $\text{Fe}_{77}\text{Ni}_2\text{Si}_{14}\text{B}_7$ ($H = 2,5 \cdot 10^{-3}$ см) суммарная доза повреждений за счет упругого рассеяния быстрых нейтронов, α -частиц и ядер отдачи ${}^7\text{Li}$ из ядерных реакций (1.1), (1.2) имеет неоднородное распределение по толщине образца (см. выражения в (18)).
3. Указанная в п. 2 неоднородность дозы повреждений по толщине обусловлена вылетом части α -частиц и ядер отдачи ${}^7\text{Li}$ из образца, что и приводит к уменьшению дозы повреждений по мере приближения к боковым поверхностям образцов аморфного сплава.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Иванов Л. И., Платов Ю. М.* Радиационная физика металлов и ее приложения. М.: Интерконтакт-Наука, 2002. 300 с.
2. *Физика радиационных явлений и радиационное материаловедение / Под ред. Паршина А. М., Неклюдова И. М., Камышанченко Н. В.* Минск: Изд-во БГУ, 1998. 378 с.
3. *Зеленский В. Ф., Неклюдов И. М.* Радиационные повреждения в металлах и сплавах при облучении нейтронами, ионами и электронами // Вопросы атомной науки и техники. Сер.: Физика радиационных повреждений и радиационное материаловедение. 1984. Вып. 1(29)–2(30). С. 46–73.
4. *Томпсон М.* Дефекты и радиационные повреждения в металлах. М.: Мир, 1971. 367 с.
5. *Mangiagalli P., Levalois M., Marie P.* A comparative study of induced damage after irradiation with swift heavy ions, neutrons and electrons in low doped silicon // Nucl. Instr. Meth. B. 1998. V. 146. P. 317–322.

6. *Nazarov V. M. et al.* Channels for irradiation and pneumatic system at IBR-2 // JINR Rapid Commun. 1985. No. 6–85. P. 37–41; Development of activation analysis at IBR-2 reactor // Proc. of the Intern. Conf. «Activation Analysis at Nuclear Reactors». D14-88-833, Dubna, 1988, P. 6–22.
7. *Peresedov V. F., Rogov A. D.* Simulation and analysis of neutron energy spectra from irradiation channels of the IBR-2 reactor // J. Radioanal. and Nucl. Chem., Letters. 1996. V. 214(4). P. 277–283.
8. *Frontasyeva M. V., Pavlov S. S.* Analytical Investigations at the IBR-2 Reactor in Dubna. JINR Preprint E14-2000-177. Dubna, 2000.
9. *Блохин А. И., Демин Н. А., Чернов В. М.* // Вопросы атомной науки и техники. Сер.: Материаловедение и новые материалы. 2006. Вып. 1(66). С. 70–87.
10. Справочник физических величин / Под ред. И. С. Григорьева, Е. З. Мейлихова. М.: Энергоатомиздат, 1991. 1103 с.
11. *Блатт Дж., Вайскопф В.* Теоретическая ядерная физика. М.: Иностранная литература, 1954. 658 с.
12. *Biersack J. P., Haggmark L. G.* A Monte Carlo Computer Program for the Transport of Energetic Ions in Amorphous Targets // Nucl. Instr. Meth. B. 1980. V. 174. P. 257–269.

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. 0,87. Уч.-изд. л. 1,04. Тираж 305 экз. Заказ № 55949.

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

E-mail: publish@jinr.ru

www.jinr.ru/publish/