

УДК 539.87

**МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПЛАЗМЫ  
С ПЕРВОЙ СТЕНКОЙ ТЕРМОЯДЕРНОГО РЕАКТОРА —  
ИЗМЕРЕНИЯ ОСТАТОЧНЫХ МЕХАНИЧЕСКИХ НАПРЯЖЕНИЙ В ВОЛЬФРАМЕ  
ПОСЛЕ ОБЛУЧЕНИЯ НА УСТАНОВКЕ ГОЛ-3**

А.С. Аракчеев<sup>1,2,3</sup>, А.Н. Шмаков<sup>4</sup>, М.Р. Шарафутдинов<sup>1,5</sup>, Б.П. Толочко<sup>1,5</sup>, В.А. Попов<sup>1,2</sup>,  
А.А. Шошин<sup>1,2</sup>, А.А. Васильев<sup>1,2</sup>, Д.И. Сковородин<sup>1,2</sup>, С.В. Полосаткин<sup>1,3</sup>, А.В. Бурдаков<sup>1,3</sup>,  
И.А. Батаев<sup>1,3</sup>, В.А. Батаев<sup>1,3</sup>

<sup>1</sup>Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН, Новосибирск, Россия

E-mail: asarakcheev@gmail.com

<sup>2</sup>Новосибирский национальный исследовательский государственный университет, Россия

<sup>3</sup>Новосибирский государственный технический университет, Россия

<sup>4</sup>Институт катализа им. Г.К. Борескова СО РАН, Новосибирск, Россия

<sup>5</sup>Институт химии твердого тела и механохимии СО РАН, Новосибирск, Россия

Статья поступила 18 декабря 2015 г.

В катаном вольфраме после импульсного облучения плазмой и электронным пучком на установке ГОЛ-3 измерены остаточные напряжения. Механические напряжения восстановлены по деформации, измеренной по изменению межплоскостного расстояния в различных направлениях. Межплоскостное расстояние измеряли по смещению пика дифракционного рассеяния рентгеновского излучения. Измеренное напряжение оказалось растягивающим вдоль поверхности. Напряжение вдоль направления прокатки и шлифования оказалось примерно в 3 раза больше, чем в перпендикулярном направлении. Работа выполнена на комплексе ВЭПП-3/ВЭПП-4.

DOI: 10.15372/JSC20160703

**Ключевые слова:** взаимодействие плазмы с материалами, остаточные напряжения, синхротронное излучение, дифракция.

#### ВВЕДЕНИЕ

По современным представлениям материалы в вакуумной камере термоядерного реактора с магнитным удержанием плазмы будут подвергаться воздействию мощных потоков плазмы. Эрозия материалов при таком воздействии остается одной из важнейших проблем реализации управляемого термоядерного синтеза. Значительная часть современных экспериментов по моделированию воздействия мощных потоков плазмы на материалы посвящена исследованию механического разрушения материалов [1—3]. Интерес к нему связан с тем, что при превышении некоторого порога мощности тепловой нагрузки объемное механическое разрушение материала становится основным механизмом его эрозии вместо поверхностных процессов [4]. Механическое разрушение материалов требует возникновения значительных механических напряжений. Данная статья посвящена обработке методики измерения остаточных напряжений в облученном потоком плазмы материале при помощи рентгеновской дифракции. Для этого измеряли остаточные напряжения в облученном вольфраме. Вольфрам был выбран потому, что

он является одним из самых перспективных материалов для стенок вакуумной камеры термоядерного реактора. Эксперименты по измерению рассеяния рентгеновского излучения проводили на источнике синхротронного излучения (СИ) ВЭПП-3 в Сибирском центре синхротронного и терагерцевого излучения.

Основной причиной возникновения механических напряжений при взаимодействии материала с мощным потоком плазмы является тепловое расширение в неоднородно нагретом теле [5]. Максимальные градиенты температуры в материалах возникают при мощных коротких тепловых нагрузках. Поэтому механическое разрушение материалов связывается в первую очередь с периодическими импульсными тепловыми нагрузками. Так, в одном из крупнейших современных проектов термоядерного реактора на основе токамака ITER предполагается тепловая нагрузка при развитии неустойчивости плазмы  $0,2\text{--}2\text{ МДж/м}^2$  за  $0,1\text{--}0,5\text{ мс}$  [6]. Значительная часть современных исследований ориентируется именно на этот диапазон параметров. Представленные в данной статье остаточные напряжения измерены в вольфраме после облучения в установке ГОЛ-3 (10 циклов облучения, поверхностное энерговыделение  $0,6\text{ МДж/м}^2$  за 10 мкс).

### ОБЛУЧЕНИЕ МАТЕРИАЛА

Облучение образцов вольфрама проводили в выходном узле установки ГОЛ-3 [7]. Плазму в основном солениоде нагревали электронным пучком, создаваемым ускорителем У-2 ( $\sim 1\text{ МВ}$ ,  $\sim 10\text{ мкс}$ ). В выходном узле плазменный поток расширяется и состоит из дейтериевой плазмы температурой  $\sim 1\text{ кэВ}$  с временем облучения около 1 мс и потока электронов с широким спектром [8—10] и временем облучения  $\sim 10\text{ мкс}$ . Схема эксперимента показана в [9—11], пример расчетного энерговыделения в мишени от данного плазменного потока представлен на рис. 1 в [12]. Плотность потока энергии на мишени измеряли различными методами [13, 14], она составила в этой серии экспериментов  $0,6\text{ МДж/м}^2$ . Данный режим облучения был выбран из-за того, что он близок к порогу трещинообразования. Соответственно ожидаются значительные остаточные механические напряжения, сравнимые с пределом прочности вольфрама.

После облучения модификацию поверхности вольфрама изучали с помощью сканирующего электронного микроскопа. Плотность потока энергии в плазменном потоке была недостаточна для плавления поверхности [9, 10, 15], в основном произошло увеличение шероховатости поверхности.

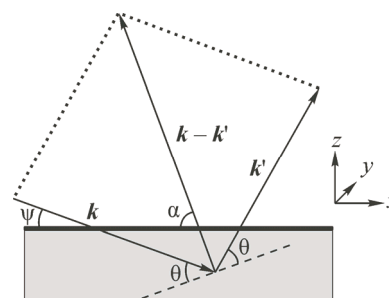
### СТАНЦИЯ РЕНТГЕНОВСКОЙ ДИФРАКЦИИ

В качестве источника СИ в данной работе использовали трехполосный вигглер с полем 2 Тл на накопителе электронов ВЭПП-3 в Сибирском центре синхротронного излучения. Энергия электронов в накопителе 2,0 ГэВ, средний ток 100 мА. Оценка интенсивности, расходимости пучка СИ и критической длины волны излучения дает следующие значения:

- критическая длина волны  $\lambda_c = 0,25\text{ нм}$ ,
- спектральный поток фотонов при  $\lambda_c = 0,15\text{--}0,2\text{ нм}$  и  $\Delta\lambda/\lambda = 10^{-4} : 5 \cdot 10^9\text{ фотон/с}\cdot\text{мрад}$ ,
- вертикальная расходимость пучка СИ при  $\lambda_c = 0,15\text{--}0,2\text{ нм}$  :  $\sim 0,25\text{ мрад}$ .

Измерение дифракции СИ проводили на станции "Аномальное рассеяние". Поскольку СИ в плоскости орбиты электронов (горизонтальной плоскости) имеет линейную поляризацию, выбрана вертикальная плоскость дифракции. Апертура входного пучка СИ формируется горизонтальными и вертикальными входными танталовыми щелями, имеющими размеры  $\sim 0,1\text{--}2,5$  и 5 мм соответственно. Расстояние от точки излучения до входных щелей станции  $\sim 10\text{ м}$ . Для монохроматизации первичного "белого" пучка СИ используется совершенный плоский кристалл Si с прорезью по рабочей плоскости 111. Такой кристалл обеспечивает получение монохроматического излучения в диапазоне длин волн от 0,05 до 0,4 нм со степенью монохроматизации  $\Delta\lambda/\lambda \sim (1 - 3) \cdot 10^{-4}$ . За монохроматором установлена горизонтальная фоновая щель и танталовая ловушка прямого пучка, прошедшего сквозь кристалл. Мониторинг интенсивности входного монохроматического пучка осуществляется сцинтилляционным детектором, сцин-

Рис. 1. Схема дифракции в плоскости рассеяния:  $k$  и  $k'$  — волновые векторы падающего и рассеянного СИ; штриховая линия — кристаллическая плоскость, на которой происходит отражение



тиллятор NaI(Tl)—фотоумножитель ФЭУ-130 по интенсивности излучения, рассеянного на тонком (1—10 мкм) рассеивателе из алюминия. Детектор имеет амплитудное разрешение ~40 % и работает в режиме счета импульсов. Типичное значение интенсивности в мониторе  $(3 - 8) \cdot 10^{-4}$  фотон/с в зависимости от тока в накопителе.

Дифрактометр, установленный на станции, создан на базе двух прецизионных гониометров, обеспечивающих независимое движение образца и детектора с минимальным шагом по углу  $0,001^\circ$ . Регистрация дифрагированного излучения осуществляется детектором, аналогичным используемому для мониторинга входного пучка. Сигнал с детектора поступает на вход анализатора спектра, пороги дискриминации которого установлены так, чтобы исключить регистрацию излучения высших гармоник.

Между образцом и детектором установлен плоский совершенный кристалл Ge(111), выполняющий функцию анализатора. Как было отмечено ранее, применение кристалла-анализатора делает дифрактометр нечувствительным к таким ошибкам юстировки, как смещение образца относительно оси гониометра.

#### МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЯ ОСТАТОЧНОЙ ДЕФОРМАЦИИ

Измерение остаточной деформации основано на измерении межплоскостного расстояния в различных направлениях. Межплоскостное расстояние измеряется по зависимости угла рассеяния от ориентации материала относительно падающего СИ [ 17 ].

Угол рассеяния определяется условием Вульфа—Брэгга [ 18 ]:

$$n\lambda = 2d\sin\theta, \quad (1)$$

где  $n$  — порядок дифракции;  $\lambda$  — длина волны СИ;  $d$  — межплоскостное расстояние;  $\theta$  — половина угла рассеяния. Выразим, как меняется угол рассеяния при упругой деформации:

$$\sin\theta = \frac{n\lambda}{2} \frac{1}{d_0 + \delta d}, \quad (2)$$

где  $d_0$  — межплоскостное расстояние до деформации;  $\delta d$  — изменение межплоскостного расстояния. Заметим, что далее речь идет только об упругой части деформации, так как пластическая деформация не меняет межплоскостное расстояние. В формулы (1) и (2) входит расстояние между плоскостями, ориентированными так, что их нормаль направлена вдоль вектора  $k - k'$  (рис. 1). Изменение расстояния между плоскостями с единичной нормалью  $n_i$  в деформированном теле с точностью до первого порядка по деформации определяется следующим образом [ 19 ]:

$$\delta d = d_0 \varepsilon_{ij} n_i n_j, \quad (3)$$

где  $\varepsilon_{ij}$  — тензор деформации. При этом изменение направления нормали к плоскостям в первом порядке малости по деформации можно не учитывать. Согласно рис. 1, угол между этой нормалью  $n_i$  и плоскостью поверхности образца  $\alpha$  выражается через угол падения СИ на образец  $\psi$  и угол рассеяния  $\theta$ :

$$\alpha = \pi/2 + \psi - \theta. \quad (4)$$

Кроме того, образец, в котором измеряли напряжение, имеет выделенные направления в плоскости поверхности — направления прокатки и шлифования. Поэтому измерения рассеяния проводили при различных положениях вращения падающего СИ вокруг оси  $z$ . Угол вращения вокруг этой оси обозначим  $\phi$ . Компоненты нормали к кристаллической плоскости, от которой происходит отражение, выражаются следующим образом:

$$n_x = \cos\alpha \cos\phi = \sin(\psi - \theta) \cos\phi, \quad (5)$$

$$n_y = \cos\alpha \sin\phi = \sin(\psi - \theta) \sin\phi, \quad (6)$$

$$n_z = \sin\alpha = \cos(\psi - \theta). \quad (7)$$

Подставляя формулы (3), (5), (6) и (7) в (2), получаем зависимость угла рассеяния от направления падения СИ:

$$\frac{1}{\sin\theta} = \frac{2d_0}{n\lambda} (1 - \varepsilon_{xx} \sin^2(\psi - \theta) \cos^2\phi - \varepsilon_{yy} \sin^2(\psi - \theta) \sin^2\phi - \varepsilon_{zz} \cos^2(\psi - \theta) - 2\varepsilon_{xy} \sin^2(\psi - \theta) \cos\phi \sin\phi - 2\varepsilon_{xz} \sin(\psi - \theta) \cos(\psi - \theta) \cos\phi - 2\varepsilon_{yz} \sin(\psi - \theta) \cos(\psi - \theta) \sin\phi). \quad (8)$$

Получить значения тензора деформации образца можно, измерив угол рассеяния при различных направлениях падения СИ на образец и подбирая значения компонент тензора деформации и коэффициента  $\frac{2d_0}{n\lambda}$  так, чтобы формула (8) описывала экспериментальные результаты.

Однако при этом возникает неоднозначность такой процедуры, так как изменение невозмущенного межплоскостного расстояния может быть компенсировано всесторонним растяжением. Однако такое всестороннее растяжение противоречит механическому равновесию. Поэтому мы воспользуемся законом Гука для устранения неоднозначности. Из-за бессиловых граничных условий на поверхности образца  $\sigma_{zz} = 0$  [19]. Так как предполагается измерять деформацию вблизи поверхности, то  $\sigma_{zz}$  не успевает вырасти до значительной величины. Кроме того, при однородном облучении материала  $\sigma_{zz}$  остается малым на любой глубине под поверхностью [20]. Из отсутствия нормального к поверхности напряжения следует связь компонент тензора деформации, устраняющая неоднозначность:

$$\varepsilon_{zz} = -\frac{\sigma}{1 - \sigma} (\varepsilon_{xx} + \varepsilon_{yy}), \quad (9)$$

где  $\sigma$  — коэффициент Пуассона. Такой подход позволяет устранить проблемы, связанные с тем, что для материала, подвергнутого симуляции импульсной тепловой нагрузки и сопутствующих воздействий, не известно точное состояние материала и, соответственно, невозмущенное межплоскостное расстояние.

### РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Угол отражения СИ от облученного вольфрама измеряли при дифракции первого порядка на кристаллических плоскостях (211) и (321) с энергией СИ 8,048 кэВ. Для этих кристаллических плоскостей и энергии углы рассеяния  $2\theta$  примерно равны  $73^\circ$  и  $131^\circ$  [20]. Для каждого положения образца относительно падающего СИ, задаваемого углами  $\psi$  и  $\phi$ , измеряли интенсивность рассеянного излучения при значениях угла  $2\theta$  рассеяния  $\pm 1^\circ$  с шагом  $0,01^\circ$ . Угол рассеяния  $2\theta$  определяли по результату аппроксимации результата суммой гауссова и лоренцева профилей (пример на рис. 2). На рис. 3 изображены графики полученных экспериментальных данных и их аппроксимация по формуле (8). При нахождении параметров аппроксимации в формуле (9) использовано значение коэффициента Пуассона вольфрама 0,28 [21]. Угол  $\phi$  выбран так, что СИ падает на образец вдоль направления прокатки и шлифования при  $\phi = 0^\circ$ . Используя закон Гука, из полученных при подборе аппроксимации компонент тензора деформации можно получить значения компонент тензора напряжений [19]:

$$\sigma_{ij} = \frac{E}{1 + \sigma} \left( \varepsilon_{ij} + \frac{\sigma}{1 - 2\sigma} \varepsilon_{kk} \delta_{ij} \right), \quad (10)$$

где  $E$  — модуль Юнга. При дальнейших расчетах использовали значение модуля Юнга вольфрама 410 ГПа [21]. Из формулы (8) видно, что для определения компонент тензоров  $\varepsilon_{xy}$  и  $\sigma_{xy}$  требуются измерения угла рассеяния при значении  $\phi$ , отличном от  $0^\circ$  и  $90^\circ$ . Такие измерения не проводили, так как из симметрии задачи предполагалось, что  $\varepsilon_{xy}$  и  $\sigma_{xy}$  малы.

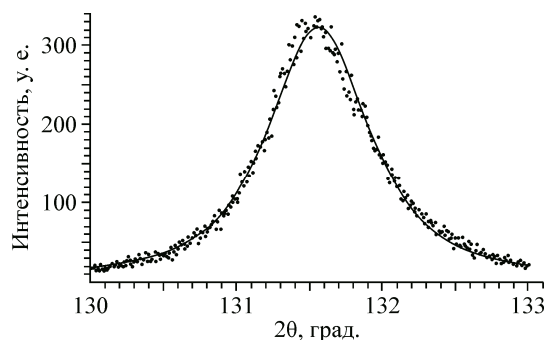


Рис. 2 (слева). Интенсивность рассеянного СИ в зависимости от угла рассеяния при  $\psi = 65^\circ$ ,  $\phi = 90^\circ$

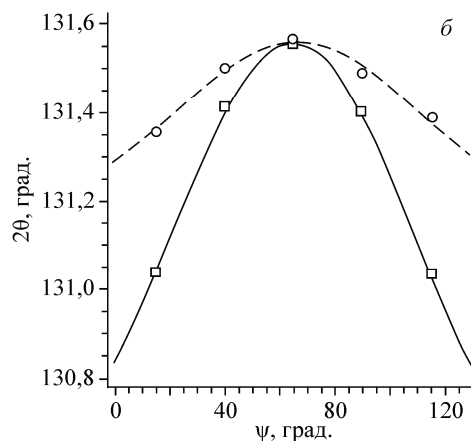
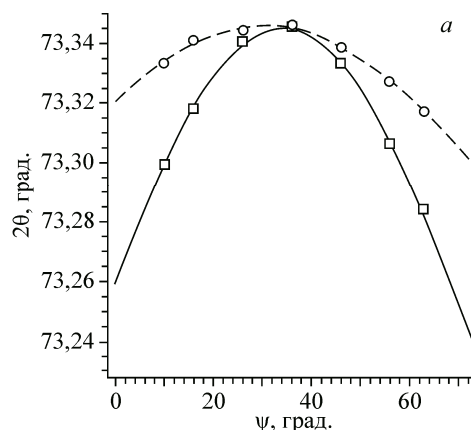


Рис. 3 (справа). Зависимости угла рассеяния СИ  $2\theta$  от угла наклона образца  $\psi$  и их аппроксимация: дифракция на плоскости (211) (а) и (321) (б).

Квадраты и сплошная линия при  $\phi = 0^\circ$ ,  
 круги и штриховая линия при  $\phi = 90^\circ$

Значения компонент тензора деформации и напряжений были независимо получены по измерениям дифракции на плоскостях (211) и (321). Подобранные при аппроксимации компоненты тензора деформации и вычисленные — тензора напряжений приведены в таблице. Разница между значениями, определенными по дифракции на различных плоскостях, не превосходит 10 % от максимальных компонент соответствующего тензора.

Результаты измерений в соответствии с теоретическими предсказаниями [ 5 ] показали, что недиагональные компоненты тензора напряжений в вольфраме после импульсной тепловой нагрузки малы по сравнению с диагональными. Однако механические напряжения вдоль направления шлифования и прокатки (вдоль оси  $x$ ) оказались почти в 3 раза выше, чем в перпендикулярном. Наибольшее растягивающее напряжение оказалось близко к пределу прочности вольфрама [ 21 ], что соответствует тому, что материал облучался в режиме, близком к образованию трещин.

Причиной значительной разницы механических напряжений вдоль направления прокатки и шлифования в перпендикулярном направлении может быть анизотропная шероховатость

Компоненты тензоров деформации и напряжений, полученные по дифракции на кристаллических плоскостях (211) и (321)

Компоненты тензоров деформаций			Компоненты тензоров напряжений		
	(211)	(321)		(211)	(321)
$\epsilon_{xx}$	0,00222	0,00244	$\sigma_{xx}$ , МПа	1010	1115
$\epsilon_{yy}$	0,00020	0,00022	$\sigma_{yy}$ , МПа	364	403
$\epsilon_{zz}$	-0,00094	-0,00104	$\sigma_{xz}$ , МПа	42	15
$\epsilon_{xz}$	0,00013	0,00005	$\sigma_{yz}$ , МПа	40	5
$\epsilon_{yz}$	0,00013	-0,00002			

поверхности или анизотропия механических свойств. Глубина проникновения СИ с энергией 8,048 кэВ в вольфрам 3 мкм [22]. На поверхности образца сканирующим электронным микроскопом была обнаружена шероховатость в виде царапин вдоль направления шлифования. Высота поверхностного рельефа оказалась сопоставимой с глубиной проникновения СИ в материал. Такой рельеф может приводить к тому, что материал имеет возможность расширяться в направлении поперек трещин, уменьшая тем самым напряжения в этом направлении. Для определения анизотропии механических свойств использовавшегося вольфрама будут проведены механические испытания.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате измерения зависимости угла рассеяния дифракционного пика от положения образца относительно падающего СИ измерено остаточное механическое напряжение в вольфраме после симуляции импульсной тепловой нагрузки в термоядерном реакторе на установке ГОЛ-3. Используемая методика позволяет измерять механические деформации и напряжения без знания невозмущенного межплоскостного расстояния, что важно в случаях, когда точное состояние материала не известно. Измерения проводились на образце, облученном при мощности потока плазмы, близкой к порогу трещинообразования. Измеренные напряжения растяжения оказались близки к пределу прочности вдоль направления прокатки и шлифования и примерно в 3 раза ниже в перпендикулярном направлении, что может быть связано с неровностью поверхности после шлифования. Измеренные недиагональные компоненты тензора напряжений малы по сравнению с диагональными.

Облучение образцов на установке ГОЛ-3 произведено при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований в рамках научного проекта № 15-32-20669 мол\_a\_вед.

Измерение остаточной деформации в Сибирском центре синхротронного излучения выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект N 14-50-00080).

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Huber A., Arakcheev A., Sergienko G. et al. // Phys. Scr. – 2014. – **T159**. – P. 014005.
2. Loewenhoff Th., Linke J., Pintsuk G. et al. // J. Nucl. Mater. – 2015. – **463**. – P. 202.
3. Arzhannikov A.V., Astrelin V.T., Burdakov A.V. et al. // Fusion Technol. – 1999. – **35**, N 1T. – P. 146.
4. Burdakov A.V., Filippov V.V., Koidan V.S. et al. // J. Nucl. Mater. – 1994. – **212-215**. – P. 1345.
5. Arakcheev A.S., Huber A., Wirtz M. et al. // J. Nucl. Mater. – 2015. – **463**. – P. 246.
6. Pitts R.A., Carpentier S., Escourbiac F. et al. // J. Nucl. Mater. – 2011. – **415**, Suppl 1. – P. S957.
7. Burdakov A., Arzhannikov A., Astrelin V. et al. // Fusion Sci. Technol. – 2009. – **55**, N 2T. – P. 63.
8. Arzhannikov A.V., Makarov M.A., Sinitsky S.L. et al. // Fusion Sci. Technol. – 2011. – **59**, N 1T. – P. 304.
9. Shoshin A.A., Arzhannikov A.V., Burdakov A.V. et al. // Fusion Sci. Technol. – 2011. – **59**, N 1T. – P. 57.
10. Garkusha I.E., Burdakov A.V., Chebotarev V.V. et al. // Probl. Atom. Sci. Tech. Series: Plasma Physics. – 2008. – **6**. – P. 58.
11. Ivanov I.A., Burdakov A.V., Ivanenko V.G. et al. // Fusion Sci. Technol. – 2011. – **59**, N 1T. – P. 196.
12. Shoshin A.A., Arzhannikov A.V., Burdakov A.V. et al. // Fusion Sci. Technol. – 2011. – **59**, N 1T. – P. 268.
13. Polosatkin S.V., Arzhannikov A.V., Astrelin V.T. et al. // Instrum. Exp. Tech. – 2008. – **51**, N 2. – P. 251.
14. Akent'ev R. Yu., Burdakov A.V., Ivanov I.A. et al. // Instrum. Exp. Tech. – 2004. – **47**, N 2. – P. 224.
15. Arzhannikov A.V., Bataev V.A., Bataev I.A. et al. // J. Nucl. Mater. – 2013. – **438**. – P. 438.
16. Shmakov A.N., Mytnichenko S.V., Tsybulya S.V. et al. // J. Struct. Chem. – 2001. – **35**, N 2. – P. 224.
17. Barrett C.S., Massalski T.B. Structure of Metals. – UK, Oxford: Pergamon Press, 1980.
18. Warren B.E. X-Ray Diffraction. – New York: Dover publications, 1990.
19. Landau L.D., Lifshitz E.M. Theory of Elasticity (Vol. 7 of A Course of Theoretical Physics) – UK, Oxford: Pergamon Press, 1970.
20. Swanson H.E., Tatge E. // Natl. Bur. Stand. (U.S.) Circ. – 1953. – **359**. – P. 1.
21. Smid I., Akiba M., Vielder G. et al. // J. Nucl. Mater. – 1998. – **258-263**. – P. 160.
22. NIST X-ray Attenuation Databases. May 2003.