

УДК 537.534:538.911

## ВЛИЯНИЕ ДЕФОРМАЦИОННОГО НАНОСТРУКТУРИРОВАНИЯ НА ИОННО-ЛУЧЕВУЮ ЭРОЗИЮ МЕДИ

© 2024 г. Н. Н. Андрианова<sup>a, b</sup>, А. М. Борисов<sup>a, b, c, \*</sup>, М. А. Овчинников<sup>a</sup>,  
Р. Х. Хисамов<sup>d</sup>, Р. Р. Мулюков<sup>d</sup>

<sup>a</sup>Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,  
НИИЯФ им. Д.В. Скобельцина, Москва, 119991 Россия

<sup>b</sup>Московский авиационный институт (Национальный исследовательский университет), Москва, 125993 Россия

<sup>c</sup>Московский государственный технологический университет “СТАНКИН”, Москва, 127055 Россия

<sup>d</sup>Институт проблем сверхпластичности металлов Российской академии наук, Уфа, 450001 Россия

\*e-mail: anatoly\_borisov@mail.ru

Поступила в редакцию 31.07.2023 г.

После доработки 25.10.2023 г.

Принято к публикации 25.10.2023 г.

Экспериментально изучено влияние деформационного наноструктурирования на ионно-лучевую эрозию меди при высоких флуенсах облучения ионами аргона с энергией 30 кэВ. Для формирования ультрамелкозернистой структуры с размером зерен ~0.4 мкм в образцах меди с исходным размером зерен около 2 мкм использовали деформационное наноструктурирование методом кручения под высоким давлением. Найдено, что при распылении слоя толщиной, сопоставимой с размером зерен, на поверхности меди образуется стационарный конусообразный рельеф, вид которого не изменяется с увеличением флуенса облучения. Показано, что чем меньше размер зерен в меди, тем больше концентрация и меньше высота конусов на поверхности. Близкие к 82° углы наклона конусов, а также коэффициент распыления 9.6 ат./ион практически не зависят от размера зерен меди, толщины распыленного слоя и флуенса облучения. Расчеты с применением программы SRIM показали, что при учете перепыления атомов со стенок конусов коэффициент распыления конусообразного рельефа меди  $Y_k$  в 3.5 раза меньше коэффициента распыления одиночного конуса, в 1.2 раза больше коэффициента распыления гладкой поверхности и по значению 9.25 ат./ион близок к экспериментально измеренному.

**Ключевые слова:** медь, кручение под высоким давлением, ультрамелкозернистая структура, ионное облучение,  $Ar^+$ , эрозия, конусы, коэффициент распыления, моделирование, перепыление.

DOI: 10.31857/S1028096024030092, EDN: HFENXJ

### ВВЕДЕНИЕ

Металлы с нано- и ультрамелкозернистой структурами (размер зерен менее 100 нм и 1 мкм соответственно) являются материалами-кандидатами для деталей, обращенных к плазме в термоядерном реакторе. Это обусловлено тем, что металлы с такими структурами наряду с высокими механическими свойствами способны сдерживать образование блистеров при облучении ионами гелия [1–3]. При этом материал, обращенный к плазме, должен иметь также низкий коэффициент распыления. Влияние размера зерен металлов на ионное распыление изучали в [4–8]. Значительное влияние на коэффициент распыления оказывал не только размер зерен [5, 6], но и образующийся на поверхности рельеф [8]. В [9] исследовали вли-

яние размера зерен в хромоциркониевом медном сплаве на скорость распыления в дейтериевой плазме. Показано, что скорость распыления для образцов с размером зерен 200–300 нм в два раза выше, чем у образцов с размером зерен 35–50 мкм. В то же время в [10], где магнетронному распылению подвергались медные мишени с размером зерен 10–20 и 120–150 мкм, разница коэффициентов распыления в различных структурных состояниях не была столь значительной. Коэффициент распыления мишени с малым размером зерен всего на 4% превышал коэффициент распыления мишени с большим размером зерен. Авторы считают, что рост коэффициента распыления связан с повышенной долей границ зерен на поверхности. Увеличение скорости/коэффициента распыления для мишеней с меньшим размером

зерен при распылении в плазме или магнетроном распылении может быть кажущимся и связанным с различной вторичной ионно-электронной эмиссией мишени [11]. В [12] исследовали влияние размера зерен мишени на электронную плотность в плазме при магнетронном распылении. Показано, что уменьшение размера зерен мишени приводит к увеличению электронной плотности в плазме, что, в свою очередь, повышает скорость распыления мишени с малым размером зерен. Различие электронной плотности в плазме при разном размере зерен мишени связывали в [12] с изменением коэффициента вторичной ионно-электронной эмиссии. Подобный эффект наблюдали также в [13]. В целом вопрос о влиянии размера зерен на коэффициент распыления, определение величины такого эффекта и даже факта его существования требуют проведения дополнительных исследований.

В настоящей работе экспериментально изучали влияние размера зерен поликристаллической меди на закономерности эрозии поверхности при высоких флуенсах облучения монохроматическим пучком ионов аргона с энергией 30 кэВ при необходимых и достаточных условиях для абсолютных измерений коэффициента распыления по массе образца [14, 15].

### ЭКСПЕРИМЕНТ И МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ

В эксперименте использовали поликристаллическую медь (99.9%). Такой выбор связан с тем, что медь можно считать эталонным материалом в экспериментальных и теоретических исследованиях распыления ионными пучками [15]. Структура исходных образцов меди была мелкозернистой с размером зерен от 0.5 до 10 мкм при среднем значении 2.5 мкм (рис. 1а, б). Для формирования ультрамелкозернистой структуры в меди использовали интенсивную пластическую деформацию – метод кручения под высоким давлением [16, 17]. Образцы были вырезаны в виде дисков диаметром 12 мм, толщиной 0.6–0.7 мм. Деформацию осуществляли на наковальнях Бриджмена [18, 19] с углублением 0.25 мм и диаметром 12 мм в их центре. Исходные образцы размещали в углублениях наковален, после чего происходило их сдавливание. Давление в процессе деформации составляло около 6 ГПа. Скорость кручения одной из наковален относительно другой задавали равной 2 об./мин, число оборотов 10. Образцы при деформации нагревались не выше 50°C. В результате деформации были получены образцы в виде дисков диаметром 12 мм, толщиной около 0.6 мм. Структуру поверхности образцов аттестовывали с помощью растрового электронного микроскопа (РЭМ) Tescan Mira 3 LHM, оснащенного приставкой Channel 5 для анализа структуры

в режиме детектирования обратно отраженных электронов, и рентгеновского дифрактометра Rigaku Ultima IV ( $\text{CuK}_\alpha$ -излучение). Размер зерен методом дифракции обратно отраженных электронов определяли с шагом сканирования 50 нм.

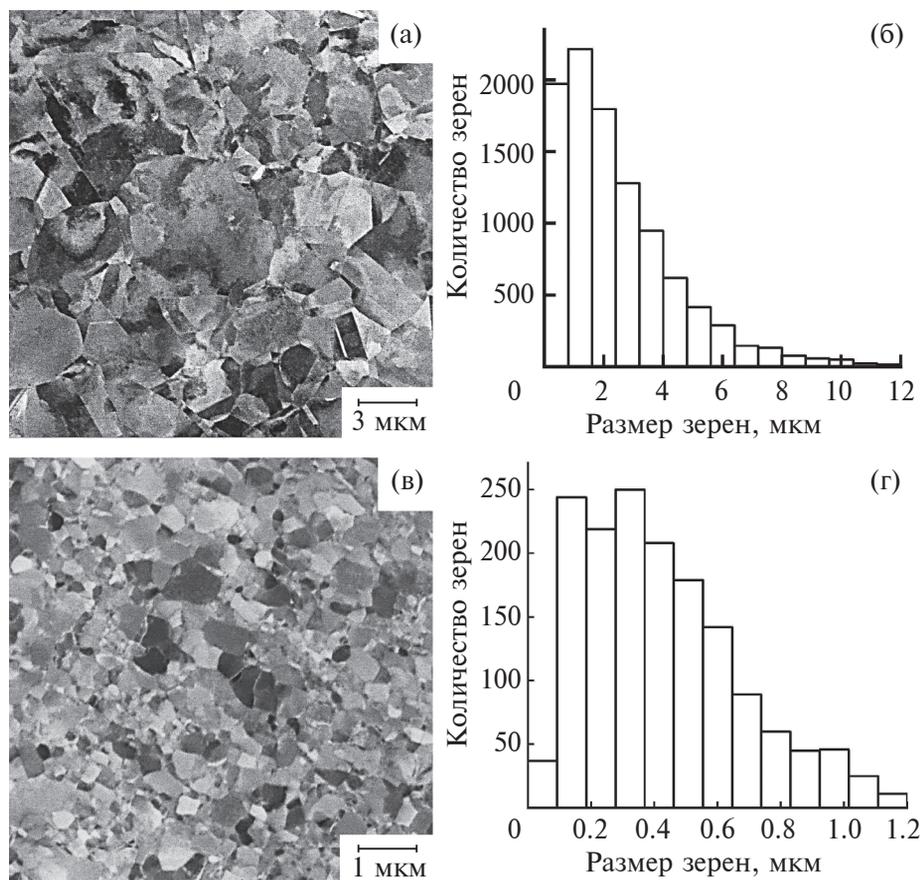
Облучение образцов проводили ионами  $\text{Ar}^+$  с энергией 30 кэВ при их нормальном падении на поверхность на масс-монохроматоре НИИЯФ МГУ [14]. Перед облучением образцы подвергали механической шлифовке и полировке для придания зеркально-гладкой поверхности. Ток ионов на образец составлял около 100 мкА при плотности тока 0.3 мА/см<sup>2</sup>. В процессе облучения периодически регистрировали токи ионов и вторичных электронов для определения флуенса облучения и коэффициента ионно-электронной эмиссии. В процессе однократного облучения флуенс составлял около  $3 \times 10^{18}$  ион/см<sup>2</sup>. Контроль температуры осуществляли с помощью хромель-алюмелевой термопары, спай которой укрепляли на облучаемой стороне мишени вне зоны облучения. Температура образцов при однократном облучении не превышала 50°C. Образцы подвергали многократному облучению с флуенсом от  $3 \times 10^{18}$  до  $1.5 \times 10^{19}$  ион/см<sup>2</sup>.

Морфологию поверхности образцов исследовали с помощью РЭМ, а также нанотвердомера НаноСкан-3D с алмазной пирамидкой, закрепленной на пьезокерамическом зонде, в полуконтактном режиме методом сканирующей зондовой микроскопии. Коэффициент распыления определяли по изменению массы образцов (с точностью 0.01 мг) до и после облучения и флуенсу облучения.

### РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

Интенсивная пластическая деформация мелкозернистых образцов (рис. 1а, б) методом кручения под высоким давлением 6 ГПа при 10 оборотах привела к формированию в них ультрамелкозернистой структуры (механизм измельчения зерен в металлах при деформации методом кручения под высоким давлением описан, например, в [20]). Размер зерен, определенный методом дифракции обратно отраженных электронов, составил от 50 нм до 1.2 мкм при среднем значении 450 нм (рис. 1в, г). О зернистой структуре образцов судили на основе анализа спектра границ зерен, который показал, что более 70% границ являются высокоугловыми (угол разориентации между зернами более 12°). Полученные результаты согласуются с ранее проведенными исследованиями ультрамелкозернистой меди [21].

Рентгеноструктурный анализ показал, что формирование ультрамелкозернистой структуры не привело к изменению степени кристалличности образцов меди. Вместе с тем рентгеновские пики



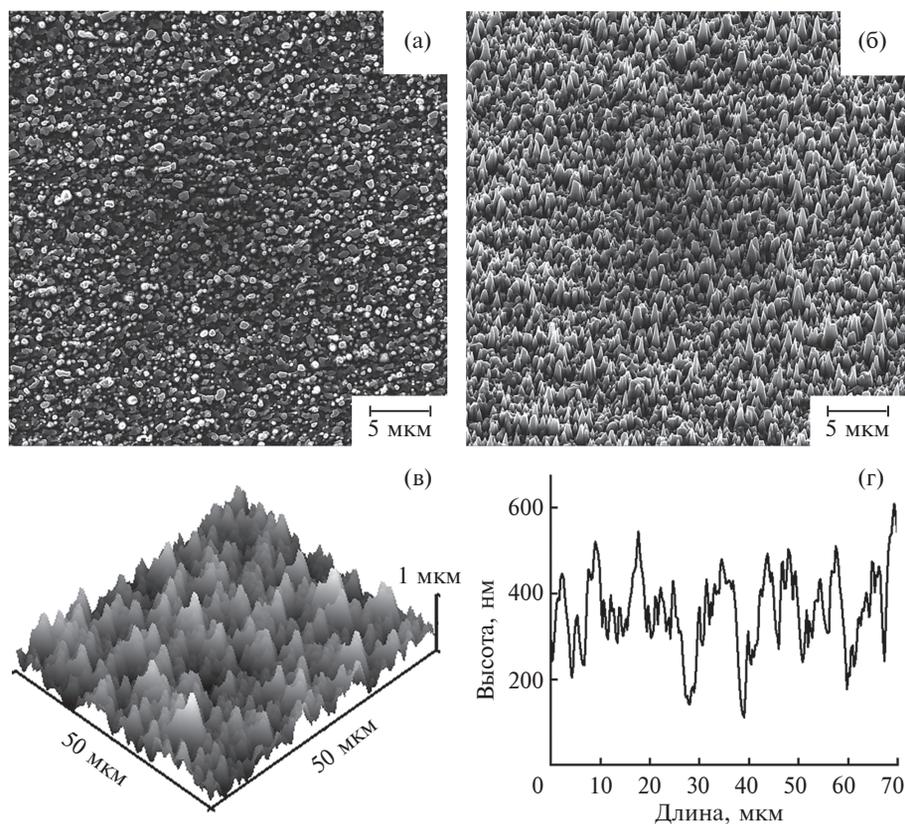
**Рис. 1.** РЭМ-изображения поверхности (а, в) и распределение размера зерен (б, г) в мелкозернистом (а, б) и ультрамелкозернистом (в, г) образцах меди.

на дифрактограмме ультрамелкозернистого образца были уширены по сравнению с мелкозернистым образцом, что свидетельствует о повышенной дефектности и меньшем размере зерен в таком образце. Размер области когерентного рассеяния в ультрамелкозернистых образцах в среднем составлял около 200 нм, в мелкозернистых – 2 мкм, что согласуется с размером зерен, определенный методом дифракции обратно отраженных электронов.

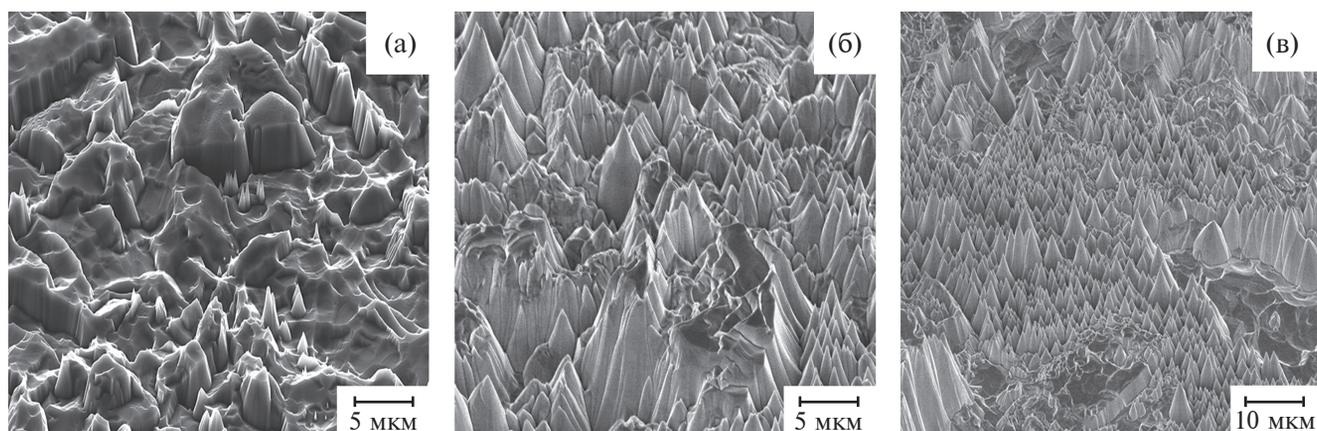
В результате облучения ионами аргона с энергией 30 кэВ и флуенсом  $3 \times 10^{18}$  ион/см<sup>2</sup> на поверхности ультрамелкозернистого образца сформировался конусообразный рельеф с концентрацией конусов  $10^8$  см<sup>-2</sup>, высотой до 600 нм (рис. 2). Повышение флуенса облучения до  $9 \times 10^{18}$  ион/см<sup>2</sup> не приводило к изменению формы рельефа и концентрации конусов – наблюдалась стационарность рельефа. Конусообразный рельеф поверхности ультрамелкозернистого образца формировался одинаковым образом – как при облучении изначально зеркально-гладкой поверхности, так и после многократного облучения поверхности с конусообразным рельефом.

После облучения мелкозернистого образца флуенсом  $3 \times 10^{18}$  ион/см<sup>2</sup> образовался рельеф поверхности с перепадом высот между зернами, с ямками травления и немногочисленными конусами (рис. 3а). Повышение флуенса до  $9 \times 10^{18}$  ион/см<sup>2</sup> привело к формированию конусообразного рельефа с концентрацией конусов  $10^6$  см<sup>-2</sup> и высотой более 5 мкм (рис. 3б). Дальнейшее увеличение флуенса до  $1.5 \times 10^{19}$  ион/см<sup>2</sup> не приводило к каким-либо существенным изменениям рельефа и концентрации конусов (рис. 3в). Детальный РЭМ-анализ рельефа поверхности ультрамелкозернистого и мелкозернистого образцов показал, что конусы часто образуются на зернах, которые выступают над поверхностью, а также на уступах между зернами, т.е. на границах зерен. В целом диаметр основания и высота конусов при стационарной эрозии сопоставимы с размером зерен в образцах.

Причины образования конусов и механизмы их развития широко обсуждали в [15, 22–25]. Отмечалось, в частности, что структурные дефекты, например, дислокации, могут оказывать влияние на образование конусов. А именно, чем больше дислокаций, тем выше вероятность образования конусов и, соответственно, выше концентрация



**Рис. 2.** РЭМ-изображения ультрамелкозернистого образца после облучения ионами  $\text{Ag}^+$  с энергией 30 кэВ с флуенсом  $3 \times 10^{18}$  ион/см<sup>2</sup> при угле съемки 0° (а) и 45°(б). Трехмерное изображение поверхности, полученное с помощью нанотвердомера НаноСкан-3D (в) и его профиль (г).

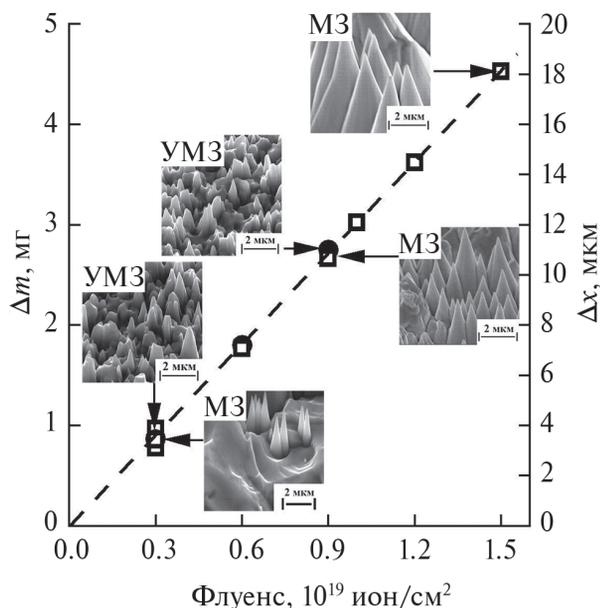


**Рис. 3.** РЭМ-изображения мелкозернистого образца после облучения ионами  $\text{Ag}^+$  с энергией 30 кэВ с различным флуенсом: а –  $3 \times 10^{18}$ ; б –  $9 \times 10^{18}$ ; в –  $1.5 \times 10^{19}$  ион/см<sup>2</sup>. Угол съемки 45°.

конусов на поверхности. В случае ультрамелкозернистого образца, полученного интенсивной пластической деформацией, плотность дислокаций  $\rho$ , оцененная по рентгеновским данным [26, 27],  $\rho = 3.5 \langle \epsilon^2 \rangle^{1/2} / Db$ , где  $\langle \epsilon^2 \rangle^{1/2}$  – микроискажения решетки,  $D$  – размер области когерентного рассеяния,  $b = 0.7a$  – вектор Бюргера,  $a$  – параметр решетки, составляет  $\sim 5 \times 10^{13} \text{ м}^{-2}$ , что выше не

менее чем на порядок по сравнению с плотностью дислокаций в мелкозернистом образце. Однако существенное различие плотностей дислокаций в образцах не влияло на концентрацию конусов в описываемых экспериментах. Она соответствовала концентрации зерен на поверхности образцов.

На рис. 4 представлены экспериментальные значения убыли массы  $\Delta m$  образцов в зависимости



**Рис. 4.** Зависимость убыли массы  $\Delta m$  и толщины распыленного слоя  $\Delta x$  от флуенса облучения ультрамелкозернистых (УМЗ) (●) (размер зерен 50 нм–1.2 мкм) и мелкозернистых (МЗ) образцов (□) (размер зерен 500 нм–10 мкм).

от флуенса облучения. Убыль массы как ультрамелкозернистых, так и мелкозернистых образцов линейно увеличивается с флуенсом. Линейность свидетельствует о том, что коэффициент распыления для этих образцов остается одним и тем же. Коэффициент распыления  $Y$  определяли по убыли массы  $\Delta m$  образцов и флуенсу облучения  $\Phi$ :

$$Y = \frac{\Delta m N_A}{\Phi MS}, \quad (1)$$

где  $N_A$  – число Авогадро,  $M$  – молярная масса,  $S$  – площадь облучения. Коэффициент распыления  $Y$  для ультрамелкозернистых и мелкозернистых образцов оказался практически одним и тем же – около 9.6 ат./ион. Найденное значение  $Y$  оказалось близким к ранее измеренным коэффициентам распыления для крупнозернистой меди, облученной ионами  $Ag^+$  с энергией 30 кэВ [15, 28, 29]. Различный размер зерен в образцах не оказал заметного влияния на коэффициент распыления. Кроме этого, на величину коэффициента распыления не повлиял и различный рельеф поверхности образцов с разным размером зерен и облученных при различных флуенсах.

Стационарный рельеф поверхности формировался при флуенсах облучения, когда толщина распыленного слоя превышала размер зерен в образцах (рис. 4). Например, размер зерен в ультрамелкозернистых образцах достигает 1 мкм; соответственно, при флуенсе  $3 \times 10^{18}$  ион/см<sup>2</sup> и толщине распыленного слоя около 4 мкм ко-

нусообразный рельеф поверхности становится стационарным. Однако в случае мелкозернистого образца при флуенсе облучения  $3 \times 10^{18}$  ион/см<sup>2</sup> такая толщина распыленного слоя недостаточна для образования стационарного рельефа, так как размер зерен в образце достигает 10 мкм. Но когда флуенс превышает  $9 \times 10^{18}$  ион/см<sup>2</sup> и распыленный слой достигает толщины 10 мкм, на поверхности мелкозернистого образца также образуется стационарный конусообразный рельеф.

## ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

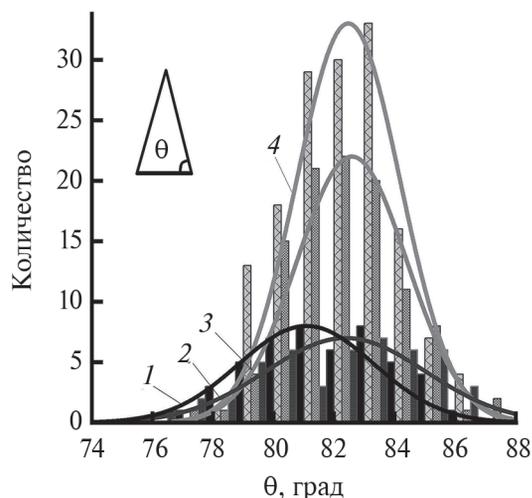
Эффекты нестабильности поверхности при ионном облучении приводят к тому, что во многих практических случаях происходит распыление шероховатой поверхности, даже если в начале облучения она была гладкой [30–37]. Поверхностный рельеф оказывает существенное влияние на коэффициент распыления, что связано, в частности, с формированием спектра локальных углов падения при бомбардировке шероховатой поверхности. В [38] показано, что определяющим параметром процесса распыления может служить средний угол наклона элементов поверхности, и этот параметр можно применять для широкого спектра структур на поверхности. Измеренные в настоящем эксперименте по РЭМ-изображениям средние углы  $\theta$  наклона конусов на поверхности ультрамелкозернистых и мелкозернистых образцов независимо от флуенса облучения оказались практически одинаковыми, около 82° (рис. 5). Близкие углы  $\theta$ , скорее всего, и стали причиной равенства коэффициентов распыления  $Y$  для образцов с разным размером зерен.

В [39] получено сложное интегральное выражение для коэффициента распыления  $Y$  шероховатой поверхности. Однако если рассматривать поверхность, покрытую только конусами с углом наклона  $\theta$ , то выражение для коэффициента  $Y_k(\theta)$  упрощается:

$$Y_k(\theta) = \frac{Y(\theta)[1 - F(\theta)]}{1 - R(\theta)}, \quad (2)$$

где  $Y(\theta)$  и  $R(\theta)$  – получаемые, например, моделированием угловые зависимости коэффициентов распыления и отражения ионов для плоской поверхности,  $F(\theta)$  – доля перепыленных на стенки конусов частиц. Множитель  $1 - R(\theta)$  учитывает, что при нормальном падении все ионы участвуют в распылении, включая и отраженные от стенок конусов [31, 35].

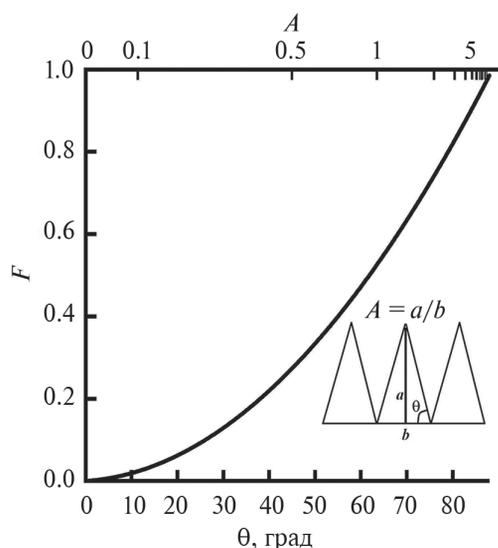
В расчетах  $Y_k(\theta)$  из семейства зависимостей  $F(\theta)$ , представленных в [40], использовали кривую для косинусоидального распределения распыленных



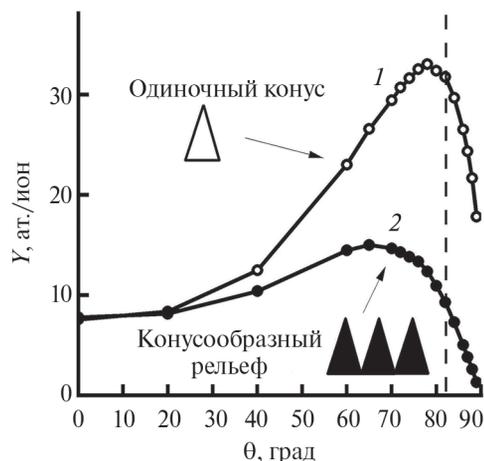
**Рис. 5.** Распределение углов наклона  $\theta$  конусов для мелкозернистых (1, 2) и ультрамелкозернистых (3, 4) образцов меди, облученных при различных флуенсах:  $1.5 \times 10^{19}$  (1);  $3 \times 10^{18}$  (2);  $9 \times 10^{18}$  (3);  $3 \times 10^{18} \text{ см}^{-2}$  (4).

атомов (рис. 6). Можно видеть, например, что при углах наклона конусов  $\theta = 82^\circ$  перепыление атомов составляет  $F = 0.86$ , что уменьшает коэффициент  $Y$  на множитель  $1 - F(\theta) = 0.14$ .

На рис. 7 представлены зависимости коэффициента распыления  $Y(\theta)$  и коэффициента  $Y_k(\theta)$  с учетом перепыления атомов и отражения ионов. Первая соответствует случаю, когда поверхность представлена в виде одиночного конуса, вторая – поверхность имеет конусообразный рельеф. Зависимости  $Y(\theta)$  и  $R(\theta)$  получали моделированием с помощью программы SRIM-2013 [41]. Видно, что при углах наклона конусов  $\theta$  до  $20^\circ$  расчетные



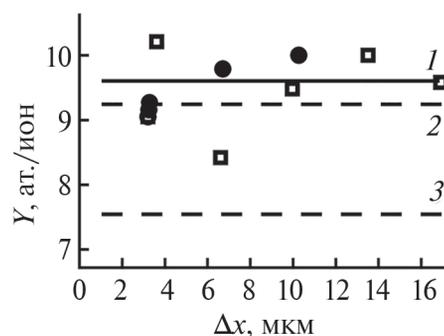
**Рис. 6.** Зависимость доли перепыленных атомов  $F$  от угла наклона  $\theta$  элементов шероховатой поверхности [38] и отношения размеров  $A = a/b$ .



**Рис. 7.** Зависимость коэффициента распыления  $Y$  от угла наклона  $\theta$  в случае одиночного конуса (1) и конусообразного рельефа (2) на поверхности меди при облучении ионами  $\text{Ag}^+$  с энергией 30 кэВ (пунктиром обозначен средний угол наклона конусов на рис. 5).

коэффициенты  $Y$  как для одиночного конуса, так и для конусообразного рельефа  $Y_k$  близки. Однако при увеличении угла  $\theta$  за счет усиления процесса перепыления атомов коэффициент  $Y_k$  для конусообразного рельефа начинает снижаться. При угле  $\theta = 82^\circ$  расчетный коэффициент  $Y_k$  для конусообразного рельефа составляет 9.25, что в 3.5 раза меньше, чем  $Y$  для одиночного конуса.

Экспериментально измеренные коэффициенты распыления  $Y$  для ультрамелкозернистых и мелкозернистых образцов, как можно видеть на рис. 8, статистически близки и составляют в среднем 9.6 ат./ион. Видно также, что экспериментально измеренный коэффициент  $Y$  близок



**Рис. 8.** Зависимость коэффициента распыления  $Y$  от толщины распыленного слоя  $\Delta x$  для ультрамелкозернистых (●) (размер зерен 50 нм–1.2 мкм) и мелкозернистых образцов (□) (размер зерен 500 нм–10 мкм) при облучении ионами  $\text{Ag}^+$  с энергией 30 кэВ: 1 – среднее значение из эксперимента; 2, 3 – расчетные значения для поверхности с конусами и гладкой поверхности соответственно.

к расчетному коэффициенту распыления  $Y_k$  для конусообразного рельефа поверхности образцов. Отметим, что коэффициент  $Y = 9.6$  ат./ион один и тот же при распылении как изначально гладкой поверхности, так и при последующем распылении шероховатой конусообразной поверхности. Расчетный коэффициент распыления гладкой поверхности в 1.2 раза меньше, чем поверхности с конусообразным рельефом.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Стационарный конусообразный рельеф на поверхности меди при нормальном падении ионов аргона с энергией 30 кэВ образуется при флуенсах, достаточных для распыления слоя толщиной, сопоставимой с размером зерен в металле. Концентрация и высота конусов на поверхности определяется размером зерен. Чем меньше размер зерен, тем больше концентрация и меньше высота конусов. Экспериментально измеренный коэффициент распыления меди ионами аргона с энергией 30 кэВ равен 9.6 ат./ион. Его величина практически не зависит от размера зерен, флуенса облучения и толщины распыленного слоя. От размера зерен также не зависят близкие к  $82^\circ$  углы наклона конусов. Коэффициент распыления поверхности, покрытой конусами с углом наклона  $82^\circ$ , оцененный с помощью программы SRIM, составляет 9.25 ат./ион. В случае конусообразного рельефа коэффициент распыления при учете перепыления в 3.5 раза меньше коэффициента распыления одиночного конуса и в 1.2 раза больше коэффициента распыления гладкой поверхности.

### ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа А.М. Борисова выполнена при поддержке РНФ (грант № 21-79-30058), работа Р.Х. Хисамова и Р.Р. Мулюкова – в рамках государственного задания ИПСМ РАН. Электронно-микроскопические исследования проведены на базе ЦКП ИПСМ РАН “Структурные и физико-механические исследования материалов”.

**Конфликт интересов.** Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Efe M., El-Atwani O., Guoc Y., Klenosky D.R. // Scripta Mater. 2014. V. 70. P. 31. <https://doi.org/10.1016/j.scriptamat.2013.08.013>
2. Chen Z., Niu L.-L., Wang Z., Tian L., Kecskes L., Zhu K., Wei Q. // Acta Mater. 2018. V. 147. P. 100. <https://doi.org/10.1016/j.actamat.2018.01.015>
3. Wurmshuber M., Doppermann S., Wurster S., Jakob S., Baloch M., Alfreider M., Schmuck K., Bodlos R., Romaner L., Hosemann P., Clemens H., Maier-Kiener V., Kiener D. // Int. J. Refract. Met. Hard Mater. 2023. V. 111. P. 106125. <https://doi.org/10.1016/j.ijrmhm.2023.106125>
4. Nagasaki T., Hirai H., Yoshino M., Yamada T. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B. 2018. V. 418. P. 34. <https://doi.org/10.1016/j.nimb.2017.12.023>
5. Michaluk C.A. // J. Electron. Mater. 2002. V. 31. P. 2. <https://doi.org/10.1007/s11664-002-0165-9>
6. Chen J.-K., Tsai B.-H., Huang H.-S. // Mater. Trans. 2015. V. 56. P. 665. <https://doi.org/10.2320/matertrans.M2014411>
7. Reza M., Sajuri Z., Yunas J., Syarif J. // IOP Conf. Ser.: Mater. Sci. Eng. 2016. V. 114. P. 012116. <https://doi.org/10.1088/1757-899X/114/1/01211>
8. Voitsenya V.S., Balden M., Bardamid A.F., Bondarenko V.N., Davis J.W., Kononov V.G., Ryzhkov I.V., Skoryk O.O., Solodovchenko S.I., Zhang-jian Z. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B. 2013. V. 302. P. 32. <https://doi.org/10.1016/j.nimb.2013.03.005>
9. Belyaeva A.I., Kolenov I.V., Savchenko A.A., Galuzza A.A., Aksenov D.A., Raab G.I., Faizova C.N., Voitsenya V.S., Kononov V.G., Ryzhkov I.V., Skorik O.A., Solodovchenko S.I., Bardamid A.F. // Probl. At. Sci. Technol. Ser. Thermonuclear Fusion. V. 34. Iss. 4. P. 50.
10. Yang W., Zhao G., Wang Y., Wang S., Zhan S., Wang D., Bao M., Tang B., Yao L., Wang X. // J. Mater. Sci.: Mater. Electron. 2021. V. 32. P. 26181. <https://doi.org/10.1007/s10854-021-06645-4>
11. Depla D. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B. 2014. V. 328. P. 65. <https://doi.org/10.1016/j.nimb.2014.03.001>
12. Raggl S., Postler J., Winkler J., Strauss G., Feist C., Plankensteiner A., Eidenberger-Schober M., Scheier P. // J. Vac. Sci. Technol. A. 2017. V. 35. P. 061308. <https://doi.org/10.1116/1.4996074>
13. Wang S.-K., Yang W.-H., Wang Y.-P., Zhao G.-H., Zhan S.-S., Wang D., Tang B., Bao M.-D. // Vacuum. 2022. V. 201. P. 111083. <https://doi.org/10.1016/j.vacuum.2022.111083>
14. Mashkova E.S., Molchanov V.A. Medium-Energy Ion Reflection from Solids. Amsterdam: North-Holland, 1985. 444 p.
15. Behrish R., Eckstein W. Sputtering by Particle Bombardment. Berlin–Heidelberg: Springer-Verlag, 2007. 509 p. <https://doi.org/10.1007/978-3-540-44502-9>
16. Smirnova N.A., Levit V.I., Pilyugin V.P. et al. // Phys Met. Met. 1986. V. 61. P. 1170.
17. Nazarov A.A., Mulyukov R.R. Nanostructured Materials. // Handbook of NanoScience. Engineering and Technology. Boca Raton: CRC Press, 2002. P. 22. <https://doi.org/10.1201/9781420040623>
18. Markushev M.V., Avtokratova E.V., Krymskiy S.V., Tereshkin V.V., Sitdikov O.Sh. // Lett. Mater. 2022. V. 12. Iss. 4s. P. 463. <https://doi.org/10.22226/2410-3535-2022-4-463-468>
19. Khisamov R.Kh., Khalikova G.R., Kistanov A.A., Korznikova G.F., Korznikova E.A., Nazarov K.S., Sergeev S.N., Shayakhmetov R.U., Timiryayev R.R., Yumaguzin Yu.M., Mulyukov R.R. // Continuum Mech. Thermodyn. 2023. V. 35. P. 1433. <https://doi.org/10.1007/s00161-022-01145-0>
20. Sun M., Ding C., Xu J., Shan D., Guo B., Langdon T.G. // Crystals. 2023. V. 13. P. 887. <https://doi.org/10.3390/cryst13060887>

21. Zhilyaev A.P., Sergeev S.N., Langdon T.G. // J. Mater. Res. Technol. 2014. V. 3. P. 338.  
<https://doi.org/10.1016/j.jmrt.2014.06.008>
22. Auciello O. // J. Vac. Sci. Technol. 1981. V. 19. P. 841.  
<https://doi.org/10.1116/1.571224>
23. Carter G., Nobes M.J., Whitton J.L. // Appl. Phys. A. 1985. V. 38. P. 77.  
<https://doi.org/10.1007/BF00620458>
24. Begrambekov L.B., Zakharov A.M., Telkovsky V.G. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B. 1996. V. 115. P. 456.  
[https://doi.org/10.1016/0168-583X\(95\)01514-0](https://doi.org/10.1016/0168-583X(95)01514-0)
25. Brackmann V., Hoffmann V., Kauffmann A., Helth A., Thomas J., Wendrock H., Freudenberger J., Gemming T., Eckert J. // Mater. Charact. 2014. V. 91. P. 76.  
<https://doi.org/10.1016/j.matchar.2014.02.002>
26. Westmacott K.H., Smallman R.E. // Phill. Mag. 1956. V. 1. P. 34.  
<https://doi.org/10.1080/14786435608238074>
27. Khisamov, R.K., Nazarov, K.S., Zubairov L.R., Nazarov A.A., Mulyukov R.R., Safarov I.M., Sergeev S.N., Musabirov I.I., Phuong D.D., Trinh P.V., Luan N.V., Minh P.N., Huan N.Q. // Phys. Solid State. 2015. V. 57. P. 1206.  
<https://doi.org/10.1134/S1063783415060177>
28. Жукова Ю.Н., Машкова Е.С., Молчанов В.А., Сотников В.М., Эжитаин В. // Изв. АН. Сер. физ. 1994. Т. 58. № 3. С. 92.
29. Андрианова Н.Н., Борисов А.М., Машкова Е.С., Немов А.С. // Поверхность. 2005. № 3. С. 79.
30. Chan W.L., Chason E. // J. Appl. Phys. 2007. V. 101. P. 121301.  
<https://doi.org/10.1063/1.2749198>
31. Littmark U., Hofer W.O. // J. Mater. Sci. 1978. V. 13. P. 2577.  
<https://doi.org/10.1007/BF00552687>
32. Kustner M., Eckstein W., Dose V., Roth J. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B. 1998. V. 145. P. 320.  
[https://doi.org/10.1016/S0168-583X\(98\)00399-1](https://doi.org/10.1016/S0168-583X(98)00399-1)
33. Makeev M.A., Barabasi A.-L. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B. 2004. V. 222. P. 316.  
<https://doi.org/10.1016/j.nimb.2004.02.027..>
34. Stadlmayr R., Szabo P.S., Berger B.M., Cupak C., Chiba R., Blöch D., Mayer D., Stechauner B., Sauer M., Foelske-Schmitz A., Oberkofler M., Schwarz-Selinger T., Mutzke A., Aumayr F. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B. 2018. V. 430. P. 42.  
<https://doi.org/10.1016/j.nimb.2018.06.004>
35. Shulga V.I. // J. Surf. Invest.: X-Ray, Synchrotron Neutron Tech. 2020. V. 14. P. 1346.  
<https://doi.org/10.1134/S1027451020060440>
36. Borisov A.M., Mashkova E.S., Ovchinnikov M.A., Khisamov R.K., Mulyukov R.R. // J. Surf. Invest.: X-Ray, Synchrotron Neutron Tech. 2021. V. 15. P. S66.  
<https://doi.org/10.31857/S1028096022030062>
37. Borisov A.M., Mashkova E.S., Ovchinnikov M.A., Khisamov R.K., Mulyukov R.R. // Tech. Phys. Lett. 2022. V. 48. Iss. 6. P. 55.  
<https://doi.org/10.21883/TPL.2022.06.53792.19146>
38. Cupak C., Szabo P.S., Biber H., Stadlmayr R., Grave C., Fellingner M., Brötzner J., Wilhelm R.A., Möller W., Mutzke A., Moro M.V., Aumayr F. // Appl. Surf. Sci. 2021. V. 570. P. 151204.  
<https://doi.org/10.1016/j.apsusc.2021.151204>
39. Szabo P.S., Cupak C., Biber H., Jaggi N., Galli A., Wurz P., Aumayr F. // Surf. Interfaces. 2022. V. 30. P. 101924.  
<https://doi.org/10.1016/j.surfin.2022.101924>
40. Diddens C., Linz S.J. // Eur. Phys. J. B. 2015. V. 88. P. 190.  
<https://doi.org/10.1140/epjb/e2015-60468-7>
41. Ziegler J.F., Biersack J.P. SRIM, 2013.  
<http://www.srim.org>

## Effect of Deformation Nanostructuring on Ion-Beam Erosion of Copper

N. N. Andrianova<sup>1,2</sup>, A. M. Borisov<sup>1,2,3,\*</sup>, M. A. Ovchinnikov<sup>1</sup>,  
R. Kh. Khisamov<sup>4</sup>, R. R. Mulyukov<sup>4</sup>

<sup>1</sup>Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Moscow State University, Moscow, 119991 Russia

<sup>2</sup>Moscow Aviation Institute, Moscow, 125993 Russia

<sup>3</sup>Moscow State University of Technology "STANKIN", Moscow, 127055 Russia

<sup>4</sup>Institute for Metals Superplasticity Problems, Russian Academy of Sciences, Ufa, 450001 Russia

\*e-mail: anatoly\_borisov@mail.ru

The effect of deformation nanostructuring on ion-beam erosion of copper at high fluences of irradiation with 30 keV argon ions was experimentally studied. Deformation nanostructuring by high-pressure torsion was used to form an ultrafine grained structure with a grain size of ~0.4 μm in copper samples with an initial grain size about 2 μm. It was found that when a layer of thickness comparable to the grain size was sputtered, a steady-state cone-shaped relief was formed on the copper surface, the appearance of which did not change with increasing irradiation fluence. It has been shown that the smaller the grain size in copper, the greater the concentration and the smaller the cone height on the surface. The cone inclination angles, close to 82°, as well as the sputtering yield of 9.6 at./ion, practically does not depend on the copper grain size, the thickness of the sputtered layer, and the irradiation fluence. Calculations using the SRIM code showed that when taking into account the sputtering of atoms from the walls of the cones, the sputtering yield of a cone-shaped copper relief  $Y_c$  was 3.5 times less than the yield of a single cone, 1.2 times greater than the sputtering yield of a smooth surface, and the value of 9.25 at./ion was close to the experimentally measured one.

**Keywords:** copper, high-pressure torsion, ultrafine-grained structure, ion irradiation, Ar<sup>+</sup>, erosion, cones, sputtering yield, simulation, redeposition.