

Новые конструкционные материалы

УДК 538.9: 532

DOI: 10.14529/engin160103

МОДИФИКАЦИЯ СВОЙСТВ КОНСТРУКЦИОННЫХ МАТЕРИАЛОВ ИНТЕНСИВНЫМИ ПОТОКАМИ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ И ПЛАЗМЫ

А.Я. Лейви, К.А. Талала, В.С. Красников, А.П. Яловец

Южно-Уральский государственный университет, г. Челябинск

Приведен анализ современного состояния экспериментальных и теоретических исследований по модификации конструкционных материалов интенсивными потоками заряженных частиц и плазмы с плотностями мощности 0,1–1000 МВт/см².

Показано, что плотность вложенной в мишень энергии и длительность облучения являются главными факторами, определяющими спектр протекающих в веществе процессов. Возможна реализация двух режимов облучения: докритического и закритического. В докритическом режиме облучения вещество мишени остается в твердом состоянии или же переходит в жидкое, в закритическом режиме происходит формирование плазменного факела и его последующий разлет со скоростью более 10³ м/с. Переход от докритического к закритическому режиму носит пороговый характер.

Обсуждаются механизмы формирования полей механических напряжений в облучаемой мишени, которые представляют собой распространяющуюся со скоростью звука ударную волну, а также локализованные вблизи облучаемой поверхности напряжения, обусловленные неоднородным по объему полем температур.

Описана природа явлений сглаживания микрорельефа облучаемой поверхности и образования на ней микрократеров. Показано, что проявление того или иного явления определяется режимом облучения.

Проведен анализ явления массопереноса за счет процессов диффузии, термокапиллярной конвекции и развития неустойчивости Рихтмайера–Мешкова в зависимости от режима облучения.

Облучение твердых тел приводит к увеличению плотности дислокаций, в основном, за счет сдвиговой составляющей локализованных напряжений. Уменьшение длительности облучения приводит к более высоким скоростям деформаций, что вызывает более эффективную наработку дислокаций из-за более высоких значений сдвиговых напряжений.

Ключевые слова: электронные пучки, ионные пучки, интенсивные плазменные потоки, модификация микрорельефа, массоперенос, диффузия, термокапиллярная конвекция, дислокации, пластичность.

Введение. Около пятидесяти лет назад в нашей стране и за рубежом начало интенсивно развиваться новое научное направление, которое сегодня известно как сильноточная электроника (High Current Electronics) [1–4]. Актуальными задачами того времени являлись: создание ускорителей для генерации мощных наносекундных электронных и ионных пучков, применение этих пучков в исследованиях по управляемому термоядерному синтезу для генерации мощных импульсов гамма- и СВЧ-излучения и некоторых других приложений. В это же время в мире интенсивно проводились исследования по управляемому термоядерному синтезу. В 1969 г. в ИАЭ им. И.В. Курчатова был создан первый такой ускоритель, получивший название «магнитоплазменный компрессор» (МПК), в котором были реализованы компрессионные плазменные потоки (КПП).

Практически одновременно с развитием сильноточной ускорительной техники стала развиваться промышленная радиационная технология [4]. Первые применения обработки материалов сильноточным пучком электронов были реализованы при электронно-лучевой плавке тугоплавких металлов, закалке поверхностного слоя стали, при резке и размерной обработке различных материалов, включая керамику, при наплавлении порошковых покрытий.

По мере накопления эмпирических данных при изучении взаимодействия интенсивных потоков заряженных частиц и плазмы с твердым телом [5–7] открывались новые перспективы в создании новых радиационных технологий обработки различных конструкционных материалов. Таким образом, наряду с традиционными методами упрочняющего объемного воздействия на материалы, такими как термомеханическая обработка, закалка и ударно-волновое нагружение, появилась новые методы обработки материалов с помощью интенсивных потоков энергии с плотностью потока мощности 10^5 – 10^8 Вт/см².

В настоящее время разработке методов обработки конструкционных материалов мощными потоками ускоренных заряженных частиц и плазмы уделяется все большее внимание, поскольку во многих случаях такая обработка позволяет существенно улучшить эксплуатационные характеристики обрабатываемых изделий, а в некоторых случаях – достичь технического и экономического эффекта, который невозможно получить традиционными методами обработки. Радиационные технологии обладают рядом существенных преимуществ перед традиционно используемыми в машиностроении методами: возможностью обработки высокоточных деталей сложной формы, малым временем обработки, простотой автоматизации процесса и др. Поэтому исследования, направленные на изучение процессов воздействия излучения на вещество с целью разработки новых материалов, являются важнейшей задачей современного материаловедения.

Целью настоящего обзора является обсуждение физической природы явлений, наблюдаемых при воздействии на вещество интенсивных пучков заряженных частиц (электронов, ионов) и плазмы, и роли этих явлений в модификации свойств облучаемых материалов.

1. Энерговыделение при облучении пучками заряженных частиц и плазмы. Приведем краткий обзор характеристик интенсивных потоков заряженных частиц, нашедших широкое применение в технологиях.

Импульсные интенсивные электронные пучки можно разбить на три класса по длительности импульса: а) *наносекундные*, длительность импульса которых составляет десятки-сотни наносекунд; б) *микросекундные* с длительностью импульса ~1мкс и более; в) *стационарные* пучки. По энергии частиц пучки можно разделить на два класса: *высокоэнергетические* – с энергией частиц более 100 кэВ; *низкоэнергетические* – с энергией частиц, составляющей десятки кэВ (характерная энергия 20–40 кэВ).

Импульсные интенсивные ионные пучки, применяемые в технологии, имеют следующие характерные параметры: энергия частиц (протоны, протоны + углерод и др.) ~ 0,1–0,5 МэВ, плотность тока ~ 10–200 А/см² длительность импульса ~30–100 нс.

Процессы столкновений быстрых заряженных частиц с атомами среды сопровождаются потерями их энергии на ионизацию и возбуждение, а также рассеянием, то есть изменением направления движения [8]. Потерянная на ионизацию и возбуждение энергия энергии частиц идет на приращение внутренней энергии среды, что, в конечном итоге, и определяет радиационный эффект. Здесь следует отметить, что при рассеянии релятивистских электронов на атомных ядрах генерируется рентгеновское и гамма-излучение (тормозное излучение), которое из-за большой проникающей способности уносит энергию из облучаемого объема.

Скорость изменения внутренней энергии в облучаемом материале определяются функцией энерговыделения $D(\vec{r}, t)$, представляющей собой поглощенную энергию за единицу времени в единице объема облучаемого вещества. Функции энерговыделения для случаев электронного и ионного облучения, рассчитанные по методике [9], представлены на рис. 1. Распределения функций энерговыделения в меди нормированы на плотность тока пучка 100 А/см² при различных энергиях частиц (индексы «е» – электроны, «р» – протоны, «р + С» – смешанный пучок 30 % протонов и 70 % ионов углерода). При электронном облучении область энерговыделения более чем на два порядка превышает область энерговыделения при облучении протонами той же энергии. Поскольку пробег ионов углерода в веществе существенно меньше пробега протонов, то наличие в пучке ионов углерода приводит к увеличению мощности энерговыделения в поверхностных слоях облучаемого вещества. Увеличение энергии частиц приводит, главным образом, к увеличению облучаемого объема среды, но при этом мало меняется мощность энерговыделения.

Функция энерговыделения при облучении твердого тела плазменным потоком является «поверхностным источником», в то время, как следует из рис. 1, функция энерговыделения при элект-

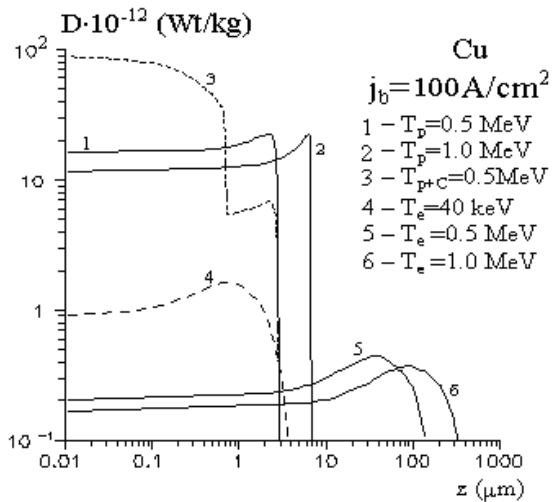


Рис. 1. Распределение функций энерговыведения в меди при различных энергиях частиц

ронном или ионном облучении носит объемный характер. На рис. 2 представлено радиальное распределение плотности энергии на поверхности мишени в различные моменты времени при облучении гелиевой плазмой. Расчеты проведены по модели, описанной в [10]. В данной модели учтены рост температуры и плотности плазмы при её торможении на поверхности твердого тела. Нагрев твердого тела происходит за счет теплового и радиационного потоков из сжатой вблизи поверхности твердого тела плазмы.

Другой отличительной чертой воздействия КПП на твердое тело является наличие у его поверхности сжатой плазменной атмосферы, которая создает давление порядка 100 бар. Данное давление оказывает значительное влияние на характер движения расплава, образующегося при нагреве среды КПП.

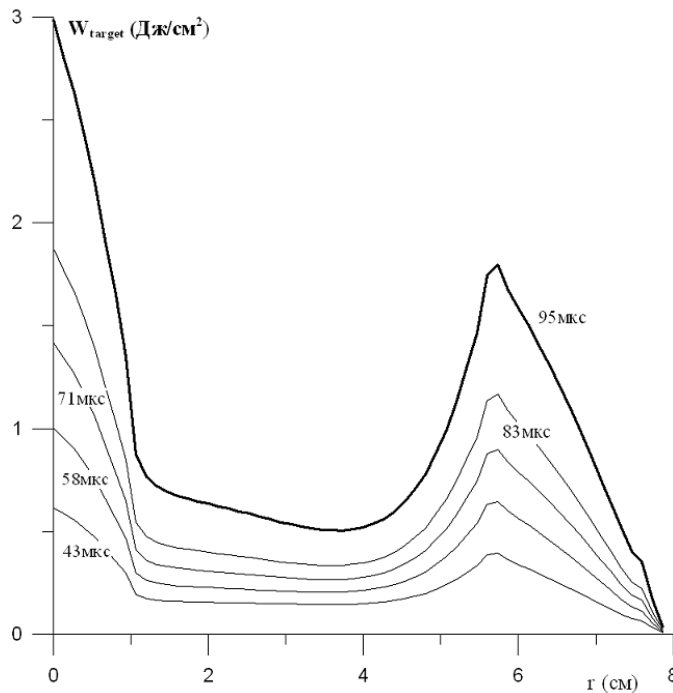


Рис. 2. Радиальное распределение плотности энергии на поверхности мишени в различные моменты времени при облучении гелиевой плазмой с начальной скоростью 10^4 м/с , температурой 1 эВ и плотностью $0,1\rho_0$, где $\rho_0 = 1,78 \cdot 10^{-4} \text{ г/см}^3$

2. Термодинамические параметры облучаемой среды. Режимы облучения. Взаимодействие интенсивных потоков излучения с веществом описывается системой уравнений, содержащей кинетическое уравнение для излучения, уравнения механики сплошной среды (МСС) и широкодиапазонное уравнение состояния. Динамика твердотельной части вещества рассматривается в рамках упругопластической модели [11]. Система уравнений МСС имеет вид:

$$\frac{\partial p}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho v_i) = 0, \tag{1}$$

$$\rho \left(\frac{\partial v_i}{\partial t} + v_k \frac{\partial v_i}{\partial x_k} \right) = \frac{\partial (\sigma_{ik} + 2\eta v_{ik})}{\partial x_k} + f_i, \tag{2}$$

$$\rho \left(\frac{\partial U}{\partial t} + v_k \frac{\partial}{\partial x_k} U \right) = \sigma_{ik} v_{ik} + 2\eta v_{ik}^2 + \frac{\partial q_i}{\partial x_i} + D, \quad (3)$$

где $\sigma_{ik} = (-P + \delta\sigma)\delta_{ik} + S_{ik}$, (4)

$P = P(\rho, T)$ – уравнение состояния, (5)

$$\frac{\partial S_{ik}}{\partial t} + v_k \frac{\partial S_{ik}}{\partial x_k} = 2\mu \left(v_{ik} - \frac{1}{3} v_{\ell\ell} \delta_{ik} \right) \text{ – уравнение для девиатора тензора напряжений.} \quad (6)$$

Здесь приняты следующие обозначения: ρ – массовая плотность; v_i – компоненты массовой скорости течения среды; f_i – компоненты внешней силы; U – внутренняя энергия единицы массы; σ_{ik} – тензор неравновесных напряжений; v_{ik} – тензор скоростей деформаций; $q_i = -\kappa \partial T / \partial x_i$ – поток тепла; κ – коэффициент теплопроводности; T – температура; δ_{ik} – символ Кронекера; μ – модуль сдвига; η – сдвиговая вязкость; D – функция энерговыделения. Под неравновесными напряжениями здесь имеются в виду те напряжения, которые возникают в быстро деформируемой среде. Неравновесная добавка $\delta\sigma$ в (4) обусловлена скоростью локального изменения массовой плотности среды при сжатии. Следуя [12], можно найти её явный вид $\delta\sigma = c_l \rho \dot{\xi}$, $\dot{V} < 0$ и $\delta\sigma = 0$, $\dot{V} \geq 0$, где \dot{V} – скорость изменения элементарного объема, $\dot{\xi} = \dot{\xi} \dot{V} / V$, ξ – характерный линейный масштаб объема, c_l – продольная скорость звука.

Систему (1)–(6) следует дополнить уравнениями для описания пластичности, например, условием текучести Мизеса [11] для девиатора тензора напряжений, а также кинетическим уравнением для быстрых частиц, решение которого позволяет найти функцию энерговыделения.

Обычно для решения (1)–(6) применяются конечно-разностные методы, например [11, 13]. Наибольшую сложность представляет собой решение задачи о воздействии на вещество низкоэнергетических микросекундных электронных пучков. Малая ширина зоны энерговыделения (несколько микрометров) приводит к выбору очень маленького временного шага интегрирования уравнений МСС, что ведет к необходимости выполнения очень большого количества ($10^5 \div 10^6$) шагов по времени для прослеживания динамики вещества в рассматриваемом временном интервале.

Одним из эффективных методов решения сформулированной системы уравнений является метод, приведенный в работе [14]. Описанная математическая модель (1)–(6) реализована в комплексе программ **BETA IN (Beam Target Interaction)** [15]. Пакет **BETA IN** позволяет рассчитывать динамику многослойных мишеней в лагранжевых переменных в одно- и двумерных геометриях. В пакете возможно задание произвольной формы импульса тока и напряжения для пучка, произвольного ионного состава пучка, а также предусмотрен сменный блок для уравнения состояния. Для расчета функции энерговыделения решается кинетическое уравнение для быстрых частиц [9]. При описании воздействия КПП на вещество в уравнении (3) вместо функции энерговыделения D следует задать на облучаемой поверхности тепловой поток от плазмы.

Облучение твердотельной мишени интенсивным потоком ускоренных заряженных частиц с плотностью мощности $\geq 10^6$ Вт/см² приводит к сильному разогреву поверхностного слоя, что может сопровождаться его плавлением и испарением. По поведению вещества мишени можно выделить два режима облучения: докритический и закритический.

В докритическом режиме облучения вещество мишени, испытывая тепловое расширение, остается в твердом состоянии или же переходит в жидкое состояние. При этом скорость движения поверхности мишени достигает нескольких м/с; а ускорение обусловлено либо изменением мощности потока энергии пучка, либо фазовыми переходами и составляет $10^5 \div 10^8$ м/с².

В закритическом режиме облучения происходит формирование плазменного факела и его последующий разлет. Скорость свободной поверхности факела достигает более 10^3 м/с, ускорение – $10^9 \div 10^{11}$ м/с². Переход от докритического к закритическому режиму носит пороговый характер. Данный вывод подтверждается результатами расчетов по программе **BETA IN**, представленными на рис. 3. Расчеты были проведены с широкодиапазонными уравнениями состояния [16]. Из рис. 3 видно, что малое увеличение плотности вложенной в мишень энергии приводит к качественно новому режиму движения среды, который носит взрывообразный характер. Маркерами на рис. 3, *b* отмечены значения плотности, приведенные на рис. 3, *a*.

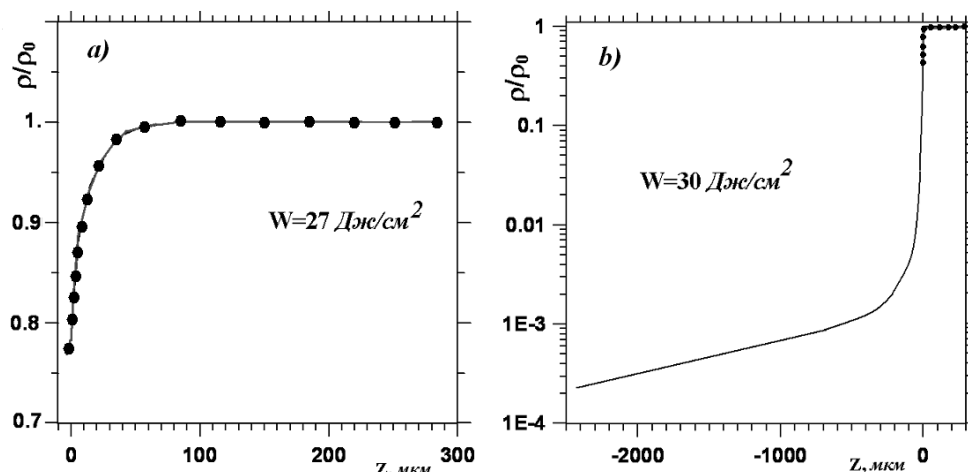
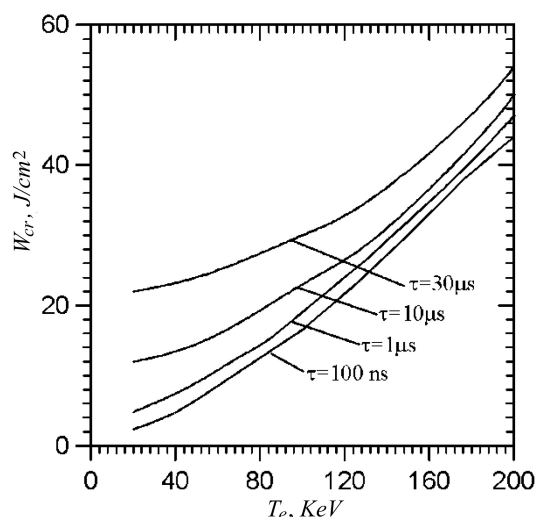


Рис. 3. Распределение массовой плотности на момент окончания облучения железной мишени электронным пучком с длительностью импульса $\tau = 30$ мкс и энергией частиц 115 кэВ для различных плотностей энергий облучения (свободная поверхность мишени до облучения $z = 0$): *a* – докритический режим, *b* – закритический

На рис. 4 приводятся рассчитанные по программе *BETA*IN значения критической энергии W_{cr} для железа при различных условиях облучения. Видно, что значения W_{cr} уменьшаются как при уменьшении длительности импульса облучения, так и при уменьшении начальной энергии частиц.



Качественно различный характер движения облучаемой среды в докритическом и закритическом режимах облучения определяет спектр происходящих в веществе динамических процессов.

Рис. 4. Зависимость критической энергии облучения для железа от начальной энергии электронов при различных длительностях облучения

3. Генерация полей механических напряжений при облучении. Явление генерации механических напряжений в твердых телах при их облучении интенсивными потоками различного рода излучений вызывает и сегодня большой интерес, поскольку именно это явление определяет наблюдаемые структурные изменения в облучаемых средах.

В ранних работах [17–21] исследовалась, главным образом, зависимость амплитуды акустического сигнала от различных параметров пучка – плотности тока, энергии частиц и длительности импульса. Техника проведения этих исследований основана на применении пьезодетекторов и методов лазерной интерферометрии. Было найдено, что амплитуда акустического сигнала пропорциональна поглощенной энергии.

Дальнейшие исследования показали, что увеличение плотности мощности энергии пучка до 10^8 Вт/см² и более наблюдается явление разрушения твердых тел [22, 23]. Основным механизмом разрушения связан с возникновением ударных волн при очень быстром нагреве малых объемов.

Первые эксперименты по исследованию возбуждения ударных волн интенсивными пучками заряженных частиц ставили своей целью оценить давление на фронте ударной волны путем косвенных измерений. Простой оценкой достигнутого давления является регистрация фазового перехода в веществе, подвергнутом воздействию ударной волны. В работе [24] зарегистрирован фазовый переход α -фазы в β -фазу в кварце при облучении электронным пучком с плотностью потока мощности 10^{11} Вт/см². Оценки показали, что при этом возбуждались импульсы давления до 20 кбар.

Цикл экспериментов по возбуждению ударных волн с помощью интенсивных электронных пучков в массивных металлических анодах был выполнен в ИАЭ имени И.В. Курчатова [25–28]. В работе [25] было показано, что воздействие электронного пучка с плотностью мощности, равной 10^{12} Вт/см², на мишень, содержащую нитрид бора или графит, образуются, по данным рентгеноструктурного анализа и исследований по поглощению ИК-спектра, алмазоподобные фазы исходного вещества. Это свидетельствует о том, что в мишени возникают импульсы давления, превышающие несколько сотен килобар. Наиболее точные измерения давления в фокусном пятне релятивистского электронного пучка (РЭП) сделаны с помощью металлографического анализа медных образцов [27]. Оценка давления по измерению микротвердости показала, что в образце меди в фокусном пятне давление достигает 3 Мбар.

В экспериментах [29, 30] по облучению металлических мишеней мощным ионным пучком (состав 70 % Р + 30 % С, энергия частиц 0,5 МэВ, длительность импульса 80 нс, плотность тока 50–250 А/см², максимальная плотность мощности $\sim 10^8$ Вт/см²) распространяющегося по мишени импульс напряжения регистрировался пьезодетектором. Оценка полученных экспериментальные значения давлений составила 1–10 кбар.

Различают два механизма генерации полей напряжения в облучаемой мишени: термоупругий и абляционный.

Термоупругий механизм обусловлен расширением нагретого пучком слоя вещества. Данный механизм реализуется на начальном этапе облучения или при малой интенсивности пучка, то есть при $W < W_{cr}$. В этом случае поверхность мишени остается твердофазной или плавится, но без образования плазменного факела.

Абляционный механизм обусловлен передачей импульса твердотельной части мишени от разлетающейся плазмы при $W \geq W_{cr}$ и сопровождается образованием и интенсивным расширением плазменного факела. Напряжения, связанные с абляционным механизмом обычно существенно превышают термоупругие напряжения.

Импульсный характер воздействия рассматриваемых интенсивных потоков излучений на вещество приводит к образованию волны напряжений в твердотельной части мишени, которую обычно называют слабой ударной волной (или просто ударной волной), поскольку она распространяется со скоростью, близкой к скорости звука. Исследованию этого явления посвящено большое число экспериментальных и теоретических работ. Основная сложность при измерении напряжений, возникающих при облучении, состоит в калибровке детектора.

Рассчитанные по программе **BETA**IN зависимости амплитуды волны напряжения в меди от интегральной плотности потока энергии приведены на рис. 5. При малых значениях плотности потока (< 10 Дж/см²) эта зависимость близка к линейной. Это подтверждается экспериментом [21]. В области больших плотностей энергии ($> 10^2$ Дж/см²) эта линейность нарушается, что связано с увеличением скорости разгрузки сжатого в области энерговыделения вещества из-за возрастания скорости звука при нагреве среды. Заметим, что оценка давления, полученная в [27] по результатам металлографических исследований, хорошо согласуется с результатами расчетов по программе **BETA**IN, приведенным на рис. 5.

Характерное время разгрузки нагретого в области энерговыделения вещества при облучении равно $\tau_r = R_0/c_s$, где R_0 – ширина зоны энерговыделения (пробег частиц в веществе). Очевидно, что наибольшая амплитуда волны напряжения может быть достигнута в случае, когда длительность импульса облучения $\tau \ll \tau_r$. Отсюда следует, что увеличение длительности импульса облучения при неизменной плотности потока энергии приводит к уменьшению амплитуды волны. Этот вывод подтверждается результатами, представленными на рис. 5.

При облучении мишени интенсивным ионным пучком большую роль в формировании полей напряжения играет теплопроводность. При облучении твердотельной медной мишени протонным пучком с энергией 0,5 МэВ ($R_0 = 3$ мкм) характерное время теплопроводности $\tau_\chi \sim 40$ нс. Таким образом, данный масштаб времени сравним с длительностью импульса облучения.

На рис. 6 представлены поля напряжения в медной мишени при облучении ее смешанным ионным пучком.

При ионном облучении $R_0 \ll c_s \tau$ и ширина волны определяется длительностью импульса. При электронном облучении, когда $R_0 \gg c_s \tau$ ширина волны определяется шириной зоны энерговыделения R_0 , которая зависит от энергии падающих частиц.

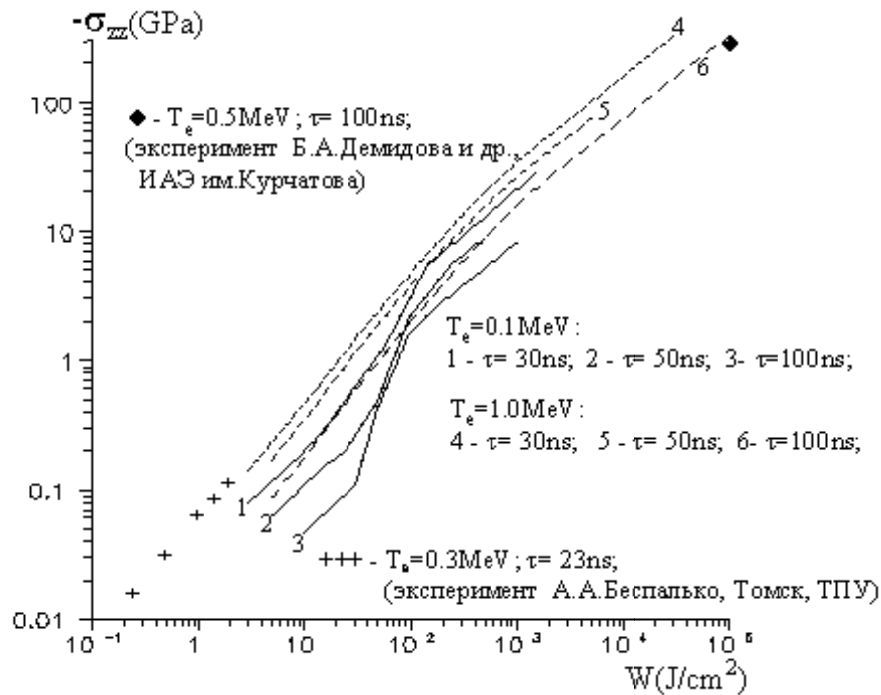


Рис. 5. Зависимость амплитуды волны напряжения на момент окончания облучения от плотности потока энергии (эксперимент А.А. Беспалько – [21], эксперимент Б.А. Демидова – [27])

Описанная выше картина генерации волн напряжения позволяет записать выражение для оценки распространяющейся в твердом теле ширины этой волны (по основанию) $\Delta z = R_0 + c_1 \tau$.

При облучении идеально плоской поверхности мишени широким однородным пучком имеет место одноосная деформация мишени (вдоль оси z). При одноосной деформации кроме ударной волны формируются поля так называемых запертых напряжений [31], которые возникают только за счет теплового расширения облучаемой части мишени. Ударная волна распространяется далее вглубь мишени, ее динамика связана с разрежением продольных напряжений, то есть компоненты σ_{zz} . Напротив, запертые напряжения σ_{xx}, σ_{yy} остаются в зоне энерговыделения вплоть до охлаждения или плавления вещества. Эти поперечные напряжения не могут быть сняты, поскольку движение вещества мишени в этих направлениях запрещено вследствие однородности мишени и облучения.

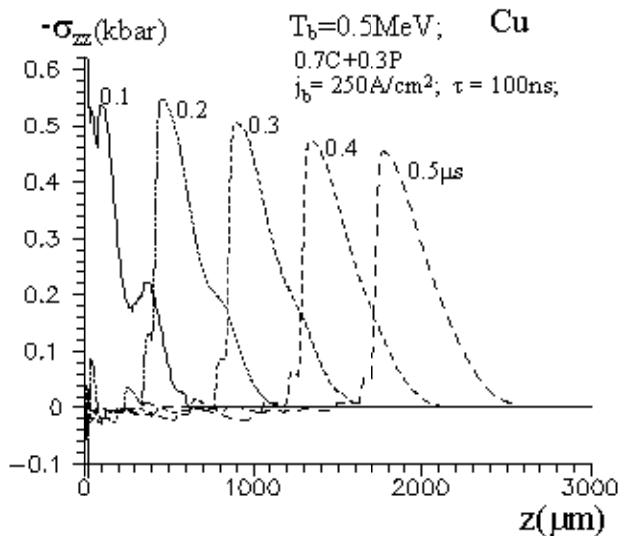
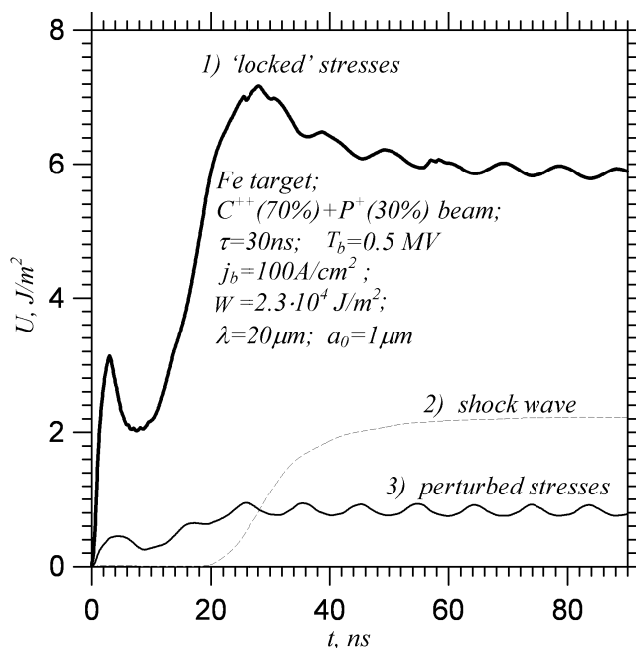


Рис. 6. Поля напряжения в медной мишени при облучении ее смешанным ионным пучком

Реальная поверхность мишени всегда содержит шероховатости, амплитуда которых составляет обычно несколько микрометров. Наличие возмущений облучаемой поверхности нарушает одноосную деформацию, что приводит к формированию дополнительных (возмущенных) напряжений. Эти напряжения повторяют рельеф поверхности и локализованы в приповерхностном слое глубиной порядка длины волны возмущения. Теоретические исследования формирования полей напряжений при облучении с учетом возмущенной поверхности были выполнены в [31].

На рис. 7 представлены временные зависимости упругой энергии различных компонент поля напряжений в облучаемой мишени. Видно, что до 2/3 полной упругой энергии приходится на запертые напряжения. Существенно меньше энергия ударной волны и сопоставима с ней энергия возмущенных напряжений. При определенных условиях (большее значение амплитуды, меньшая длина волны возмущения) энергия возмущенных напряжений может превышать энергию ударной волны. После выхода ударной волны из зоны энерговыделения ($t > 50$ нс) ее энергия и энергия запертых напряжений стремятся к постоянным значениям. В среднем стационарное значение упругой энергии устанавливается и для возмущенных напряжений еще до прекращения действия пучка. Колебания вокруг среднего значения энергии возмущенных и запертых напряжений происходят в противофазе и с частотой поверхностных волн Рэлея.

Рис. 7. Зависимости от времени упругой энергии поля напряжений: 1 – запертые напряжения; 2 – ударная волна; 3 – возмущенные напряжения (a_0 – амплитуда возмущения поверхности, λ – длина волны возмущения)



Заметим, что энергия поля механических напряжений составляет лишь малую часть ($< 0,1 \%$) от вложенной пучком энергии. Подавляющая часть вложенной энергии идет на увеличение тепловой энергии вещества мишени.

Образование структурных дефектов кристаллической решетки при облучении связывается в первую очередь с пластическими деформациями вещества мишени под действием механических напряжений. Известно [32], что пороговое значение напряжений, вызывающих пластическое течение, (предел текучести) существенно увеличивается с увеличением скорости деформаций. Генерация напряжений под действием облучения является быстрым процессом (скорости деформации 10^5 – 10^6 c^{-1}), чему соответствует высокое значение предела текучести. Поэтому на временах действия пучка (~ 100 нс) деформации носят преимущественно упругий характер, что приводит к накоплению упругой энергии поля напряжений. Далее, с течением времени, происходит падение предела текучести до его статического значения. Напряжения, ранее вызывавшие упругие деформации, теперь вызывают пластическое течение. Таким образом, часть запасенной в процессе облучения упругой энергии переходит в энергию пластических деформаций, следовательно, тратится на образование дефектов кристаллической решетки.

4. Формирование микрорельефа облучаемой поверхности. В зависимости от режима облучения может происходить как сглаживание рельефа [33, 34], так и рост шероховатости поверхности, сопровождающийся появлением на поверхности осесимметричных образований – микрократеров [35–37]. Появление на облученной поверхности микрократеров является крайне нежелательным, а иногда и недопустимым фактором при технологическом применении ионно- и электроннолучевой обработки.

В экспериментальных работах [33, 34] исследована зависимость шероховатости облучаемого материала от параметров электронного облучения. Результаты экспериментов представлены на рис. 8, из которого следует, что облучение высокоточным низкоэнергетическим электронным пучком поверхности мишени из сплава Ti (NAK80, NAK55) позволяет уменьшить шероховатость с 6 до 0,7 мкм при увеличении плотности падающей энергии. Однако при дальнейшем увеличении плотности падающей энергии происходит увеличение шероховатости относительно минимума, соответствующего плотности энергии падающего излучения $W = 7,3 \text{ Дж/см}^2$.

Также было показано, что поверхностная шероховатость зависит от полной вложенной в мишень энергии $N \cdot W$ (N – число импульсов). Таким образом, уменьшение шероховатости можно

Новые конструкционные материалы

добиться путем облучения материала меньшей плотностью энергии, но большим количеством импульсов и наоборот. Анализ экспериментальных результатов, полученных в работах [33, 34] показывает, что сглаживание рельефа поверхности происходит как при режимах облучения, приводящих к плавлению поверхностного слоя, так и при режимах, при которых поверхность мишени остается в твердом состоянии.

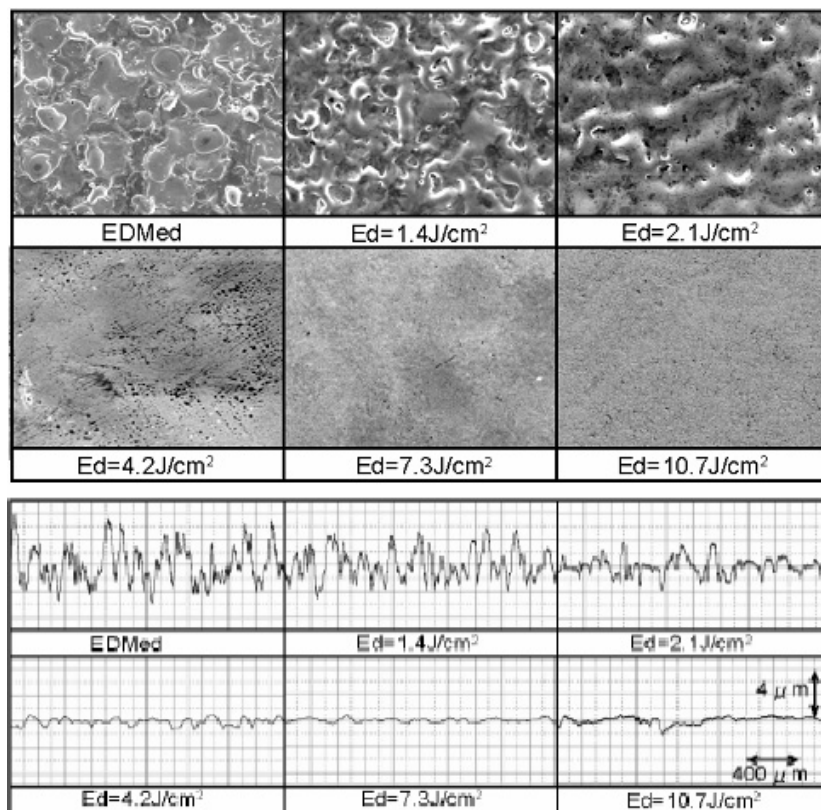


Рис. 8. Микрорельеф поверхности мишени в зависимости от режимов облучения электронным пучком

Для эффективного использования облучения поверхности мишени мощными потоками заряженных частиц как метода сглаживания рельефа необходимо установить оптимальные режимы облучения. С этой целью в работе [38] построена количественная модель, объясняющая механизм данного явления. Были установлены два механизма сглаживания – твердофазный и гидродинамический.

Механизм твердофазного сглаживания при облучении мишени с возмущенной (шероховатой) поверхностью обусловлен возникновением в приповерхностном слое мишени дополнительного (возмущенного) по сравнению со случаем облучения плоской поверхности поля напряжений и деформаций [31]. Характер возмущенных деформаций таков, что они стремятся уменьшить шероховатость поверхности. Механизм твердофазного сглаживания работает и при режимах облучения, приводящих к плавлению на этапе нагрева вплоть до момента плавления. Изменение амплитуды возмущений за один импульс облучения составляет не более 3–5 %, но при многократном облучении данный механизм приводит к существенному уменьшению шероховатости.

После плавления включается гидродинамический механизм сглаживания. Динамика поверхности мишени определяется суммой сил поверхностного натяжения, сил инерции, вызванных ускоренным движением поверхностного слоя мишени, и вязких сил. Под действием сил поверхностного натяжения возмущенная поверхность мишени начинает испытывать колебания (капиллярные волны). Наличие вязких сил приводит к диссипации энергии колебаний и к их затуханию, в результате чего амплитуда шероховатостей уменьшается.

Силы инерции носят, в целом, дестабилизирующий характер и при закритических режимах облучения приводят к развитию неустойчивости поверхности и, как следствие, росту амплитуды

возмущений. При докритических режимах силы инерции также влияют на динамику поверхности, но их дестабилизирующее действие подавлено силами поверхностного натяжения.

На рис. 9, а представлено сравнение расчетных и экспериментальных зависимостей шероховатости поверхности Rz от плотности вложенной за один импульс энергии W при числе импульсов $N = 30$. Результаты расчетов: кривая 2 – $T_e = 60$ кэВ, кривая 3 – $T_e = 40$ кэВ, экспериментальные данные [33] – точки 1. На рис. 9, б приведено сравнение расчетных и экспериментальных зависимостей шероховатости поверхности Rz при многократном облучении от полной плотности вложенной энергии $W \cdot N$: результаты расчетов – кривая 3 – $W = 7,3$ Дж/см², кривая 4 – $W = 4,8$ Дж/см²; экспериментальные данные [33] – квадраты 1 – $W = 7,3$ Дж/см², кружки 2 – $W = 4,8$ Дж/см².

Таким образом, исследования явления сглаживания показали, что эффект сглаживания будет иметь место только в случае, если режим облучения будет докритическим.

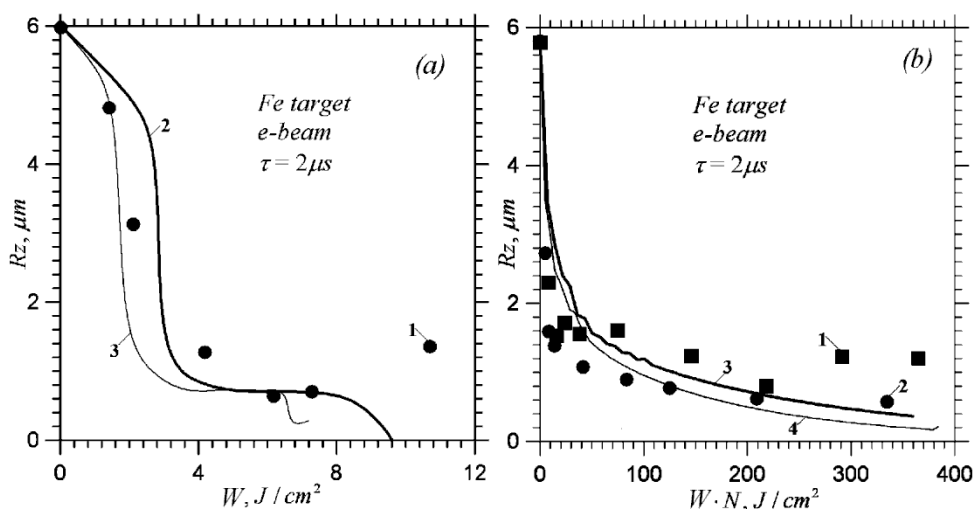


Рис. 9. Зависимость шероховатости поверхности Rz от режимов облучения

К нежелательным результатам радиационной обработки относят образование кратеров на поверхности облучаемой мишени [35–37]. Хорошо известно, что важную роль в процессе кратерообразования играют режим облучения и исходное физико-химическое состояние поверхности мишеней (рис. 10).

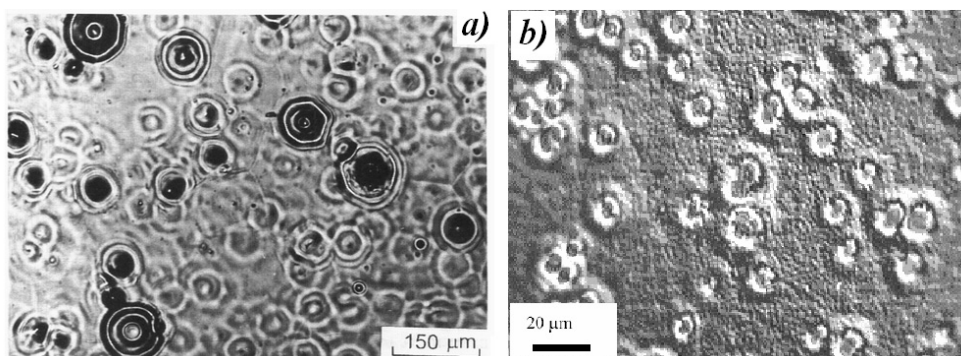


Рис. 10. Кратеры, полученные при ионном [35] (а) и электронном облучении [39] (б)

В работе [40] исследовалось влияние режимов обработки мощными ионными пучками (МИП), с параметрами пучка: энергия частиц – 300 кэВ, длительность импульса облучения 50 нс, плотность тока 60–80 А/см² на плотность распределения n_C и средние размеры кратеров на поверхности деталей из титанового сплава ВТ9. Обработка проводилась ионным пучком (70 % ионов углерода и 30 % протонов). Были сделаны следующие выводы:

Новые конструкционные материалы

1) существует порог образования кратеров (по плотности тока в импульсе), зависящий от количества импульсов, так при 60 А/см^2 и $N = 1$ кратеры отсутствуют, а при $N = 3$ наблюдается небольшое количество кратеров;

2) с увеличением плотности тока пучка от 80 до 110 А/см^2 плотность кратеров растет от 400 до $1100\text{--}1400 \text{ см}^{-2}$;

3) при плотности тока более 120 А/см^2 характерна тенденция к уменьшению плотности кратеров до $200\text{--}500 \text{ см}^{-2}$;

4) с ростом числа импульсов ($N = 1, 2, 3$) при средних значениях плотности тока $100\text{--}120 \text{ А/см}^2$ плотность распределения кратеров сначала увеличивается, а затем ($N = 5, 7$) уменьшается;

5) при плотностях тока пучка $100\text{--}120 \text{ А/см}^2$ на поверхности преобладают круглые многокольцевые, круглые с выпуклостью в центре и ограненные виды кратеров, при очень больших плотностях тока образуется преимущественно круглые с вогнутостью в центре и глубокие («забоинообразные») кратеры.

Автор [40] выделяет первичные (более глубокие и четкие) и вторичные (более мелкие и размытые) кратеры, глубина первичных кратеров достигает $1\text{--}2 \text{ мкм}$, а вторичных $0,1\text{--}0,5 \text{ мкм}$. Указывается, что существенное влияние на количество кратеров оказывает предварительная механическая обработка поверхности мишени, то есть ее исходный рельеф.

В работах [41–42] исследовалось влияние предварительной обработки поверхности мишени на плотность распределения кратеров после облучения. В качестве исследуемых материалов были выбраны: сталь 15X16K5H2MBФAB-Ш и титановый сплав BT8. Мишени облучались сильноточными электронными пучками (СЭП) с параметрами: энергия электронов $115\text{--}120 \text{ кэВ}$, длительность импульса $25\text{--}50 \text{ нс}$, плотность вложенной энергии $15\text{--}50 \text{ Дж/см}^2$. Авторами были сделаны следующие выводы:

1) предварительная механическая обработка существенно влияет на кратерообразование (чем больше исходная шероховатость, тем больше кратеров появляется на поверхности);

2) тонкое ручное полирование позволяет зафиксировать после воздействия пучка одним импульсом равномерно оплавленную поверхность без кратеров или почти без кратеров;

3) на образцах, изготовленных шлифованием и виброабразивной обработкой, отмечено упорядоченное расположение кратеров, причем дальний порядок связан с оставшимися на поверхности царапинами;

4) после облучения с низкими плотностями энергии $W < 18\text{--}20 \text{ Дж/см}^2$ вне зависимости от предварительной обработки кратеры на поверхности практически отсутствуют.

Как показано в работах [43, 44], образование кратеров при облучении есть результат развития неустойчивости тейлоровского типа на облучаемой поверхности мишени. Условия развития неустойчивости на облучаемой поверхности реализуются при закритических режимах облучения, когда в результате разлета плазменного факела в среде запасена большая кинетическая энергия. Согласно работам [43, 44] при таких режимах облучения поверхностные слои разлетаются с ускорением более 10^9 м/с^2 . Поскольку силы инерции направлены вглубь среды, то возникают условия для возбуждения гравитационных волн на облучаемой поверхности [12]. Зародышами гравитационных волн являются локальные микровыступы или микровпадины на поверхности, высота (глубина) которых может быть очень малой (десятые – сотые доли микрометра). Распространяющиеся от локализованного возмущения гравитационные волны обладают кольцевой структурой, размер и число колец волны определяется размером и формой начального возмущения, а также величиной и длительностью ускорения поверхности. Профиль гравитационной волны на момент окончания импульса ускорения образует протократер, амплитуда которого меньше, чем амплитуда начального возмущения.

После выключения тока пучка плазма разлетается без подкачки энергии, ускорение плазмы очень быстро уменьшается. Запасенная в протократере кинетическая энергия без стабилизирующего действия ускорения приводит к развитию неустойчивости типа Рихтмайера–Мешкова [45, 46]. Наступает вторая стадия образования кратера, на которой протократер углубляется и развивается в собственно кратер глубиной порядка единиц микрометров. При этом образующийся кратер обладает тем же радиусом и кольцевой структурой, что и протократер. При распространении гравитационных волн и развитии неустойчивости возмущается не только поверхность среды, но и приграничные слои вещества. Поэтому процессы на поверхности плазмы сопровождаются де-

формацией границы жидкой фазы и плазмы. Дальнейшая кристаллизация жидкой фазы замораживает деформации и дает наблюдаемый рельеф облученной поверхности с кратерами. На рис. 11 приводится сравнение наблюдаемого в экспериментах [35] кратера (ионное облучение) и рассчитанного по теории [43].

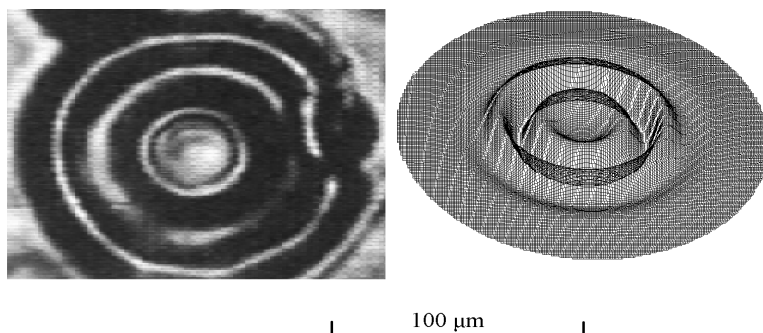


Рис. 11. Кратер, наблюдаемый в экспериментах [35] и рассчитанный по теории [43]

При электронном облучении (рис. 10, *b*) кольцевой структуры у кратеров не наблюдается из-за размытого характера функции энерговыделения.

Статистические закономерности образования кратеров (численные исследования зависимости плотности распределения и размеров кратеров на поверхности материалов от режимов облучения и исходного состояния поверхности) были выполнены в [47]. Там же проведен анализ влияния инородных включений (фазовых выделений) на процесс кратерообразования. Показано, что размер и форма отдельных микрократеров определяются, в основном, режимом облучения и материалом мишени. В то же время, плотность распределения кратеров по поверхности (в закрытом режиме) определяется преимущественно исходным состоянием рельефа поверхности.

Инородные включения с массовой плотностью, отличной от плотности материала мишени могут, наряду с возмущениями рельефа поверхности, инициировать образование кратеров. Для инициирования кратера включение должно находиться в испаряющемся под действием излучения приповерхностном слое мишени. Кратеры, инициированные инородными включениями по форме и размерам неотличимы от кратеров, инициированных возмущениями рельефа поверхности.

В работе [48] выполнены экспериментальные исследования формирования микрорельефа поверхности металлической мишени при воздействии на неё КПП, генерируемым в газоразрядном магнитоплазменном компрессоре компактной геометрии (МПК-КГ) [49]. В проводимых экспериментах длительность импульса плазменного потока ~ 100 мкс, скорость плазменных образований компрессионного потока составляла $(4-7) \cdot 10^4$ м/с, температура и концентрация электронов плазмы КПП составляла соответственно 1–3 эВ и $(4-7) \cdot 10^{17}$ см⁻³. Объектами исследования являлись образцы ст. 3. с размерами 50×50 мм и толщиной 3 мм. Геометрические размеры образцов были больше радиуса плазменного потока с учетом радиального разлета плазмы вдоль поверхности образца. Согласно проведенным калориметрическим измерениям плотность вложенной в мишень энергии составляла $W = 10-35$ Дж/см². Следует заметить, что указанная величина является усредненной по площади образца характеристикой.

Ниже приводятся результаты, полученные при обработке образцов азотной плазмой. Исследования состояния поверхности образцов выполнялись с помощью сканирующего зондового микроскопа Solver Pro и профилометра-профилографа.

На рис. 12, *a* представлен типичный рельеф поверхности образцов до плазменной обработки, полученный с помощью сканирующего зондового микроскопа. Из рис. 12, *a* видно, что поверхность образца в результате шлифовки приобрела вид параллельных борозд, глубина которых составляет порядка 1,5 мкм. После обработки образцов КПП визуально заметно изменение состояния поверхности, и можно выделить следующие области (рис. 12, *b*): 1) центральная область – та часть поверхности образца, на которую плазменный поток падает нормально, и единице поверхности данной области передана максимальная энергия; 2) переходная область (область между 1 и 3) – та часть поверхности образца, на которой происходит радиальный разлет плазменного потока; 3) необработанная область – та часть образца, чья поверхность не претерпела модификации.

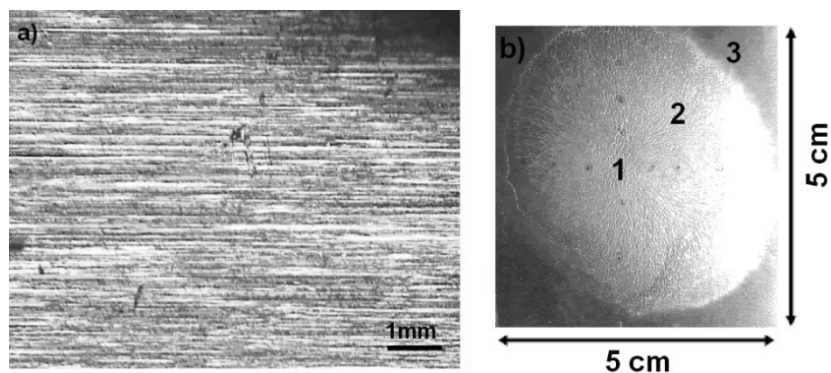


Рис. 12. Поверхность образца ст. 3 до (а) и после (b) обработки

Таким образом, из анализа результата воздействия КПП на поверхность мишени следует, что распределение поглощенной энергии по площади образца является существенно неоднородным.

Область 1 наиболее четко выражена при плотностях поглощенной энергии $W = 20\text{--}35 \text{ Дж/см}^2$. Ее рельеф при различных плотностях вложенной энергии представлен на рис. 13. Он имеет волнообразную структуру, причем ориентация гребней волн в пространстве носит хаотический характер. Кроме того, в рассматриваемой области можно наблюдать небольшое количество кратеров (рис. 13, d), глубина которых составляет 1–2 мкм, диаметр – 50–80 мкм.

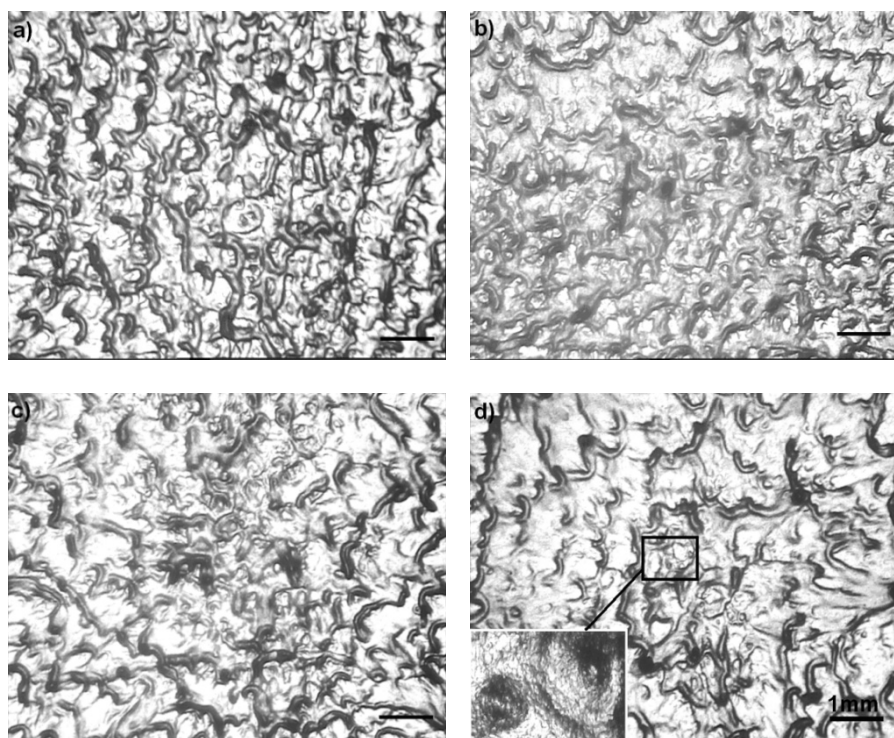


Рис. 13. Поверхность образца ст. 3 после обработки КПП, область 1:
а – $W = 20 \text{ Дж/см}^2$; б – $W = 25 \text{ Дж/см}^2$; в – $W = 30 \text{ Дж/см}^2$; г – $W = 35 \text{ Дж/см}^2$

Область 2 также характеризуется волнообразной структурой рельефа, но, в отличие от рельефа области 1, гребни волн вытянуты в направлении радиального разлета плазменного потока вдоль поверхности мишени (рис. 14).

В таблице представлены средние значения Ra (среднее арифметическое отклонение профиля), Rz (высота неровностей профиля по десяти точкам), R_{\max} (наибольшая высота неровностей профиля), полученные с помощью профилометра-профилографа, в скобках приведены минимальные и максимальные значения. Зависимость Ra , Rz , R_{\max} от плотности поглощенной энергии немонотонная. Первый скачок наблюдается при увеличении поглощенной энергии

с $W = 10$ Дж/см² до $W = 15$ Дж/см², что вызывает плавление мишени. Вторым скачком наблюдается при увеличении поглощенной энергии с $W = 20$ Дж/см² до $W = 25$ Дж/см². Здесь наблюдается переход от докритического режима к закритическому, который характеризуется интенсивным плазмообразованием. В этом случае часть материала испаряется, что приводит к уменьшению шероховатости. Также в таблице представлены средние значения длин волн λ_1 , λ_2 для области 2 (рис. 14, c), которые характеризуют масштаб поверхностных структур. Исследования состояния поверхности на масштабе $\lambda_1 \times \lambda_2$, проведенные с помощью сканирующего зондового микроскопа, показали, что наибольшая высота неровностей рельефа составляет $\sim 0,5$ мкм.

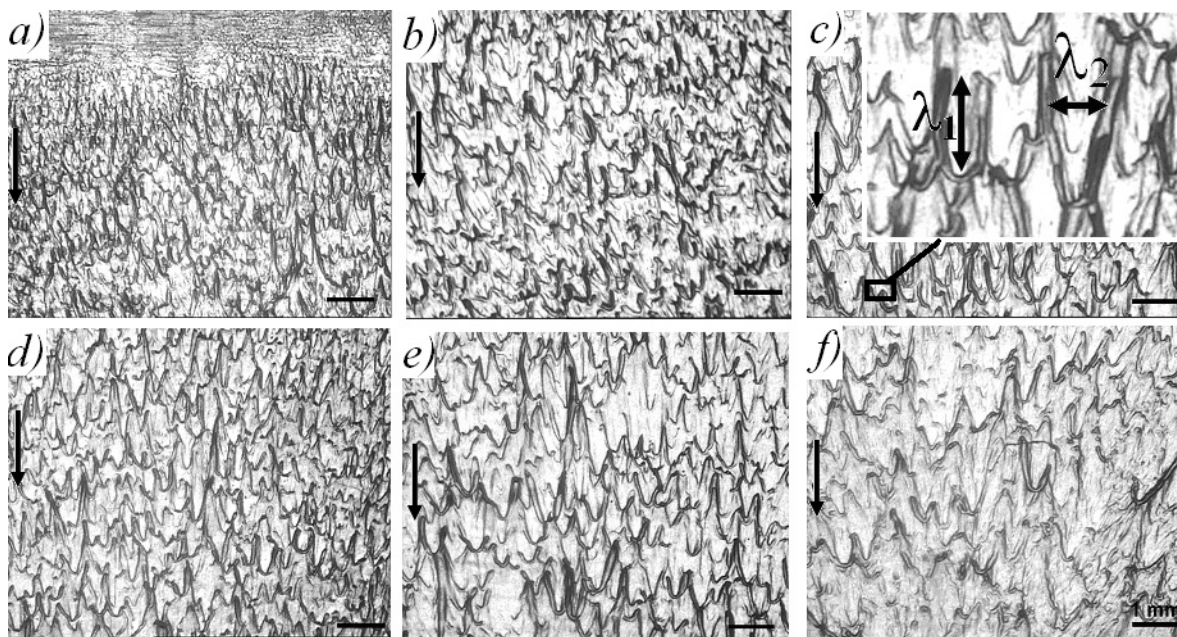


Рис. 14. Поверхность образца ст. 3 после обработки КПП, область 2: а – $W = 10$ Дж/см²; б – $W = 15$ Дж/см²; с – $W = 20$ Дж/см²; д – $W = 25$ Дж/см²; е – $W = 30$ Дж/см²; ф – $W = 35$ Дж/см²

Шероховатость поверхности в зависимости от плотности поглощенной энергии

W , Дж/см ²	R_a , мкм	R_z , мкм	λ_1 , мкм	λ_2 , мкм	R_{max} , мкм
0	0,082	1,52			2,35
10	0,5	5,43	690	290	6
15	1,4 (0,554÷1,98)	9,7 (5,44÷14,3)	740	380	11,52 (6,13÷17,8)
20	0,93 (0,737÷1,08)	9,8 (7,6÷11)	810	420	12,87 (9,53÷16,4)
25	0,96 (0,735÷1,18)	10,12 (8,49÷11,4)	630	280	13,07 (10,5÷14,8)
30	0,733 (0,613÷0,933)	8,37 (6,06÷10,7)	750	440	11,52 (7,87÷15,5)
35	0,675 (0,592÷0,882)	8,068 (6,1÷11,7)	800	470	11,85 (7,39÷22)

5. Массоперенос в облучаемых мишенях. При обработке интенсивными потоками энергии в материалах может происходить изменение концентрации элементов в приповерхностных слоях, вызванное массопереносом.

В экспериментах [6, 50–55] показано, что перемешивание приповерхностных слоев в системах с покрытием приводит к изменению свойств материала: улучшению коррозионной и механической устойчивости, биосовместимости имплантатов, созданию новых полупроводниковых элементов. Радиационные технологии позволяют получать сплавы материалов с сильно отличающимися термодинамическими параметрами [6], например Ta–Fe, Mo–Fe, Ti–Fe.

В облучаемых средах можно выделить несколько механизмов массопереноса. Первый механизм связан с градиентом концентраций и температуры – термостимулированная диффузия [50–54]. Второй механизм – жидкофазное перемешивание вещества. Оно может происходить за счет развития неустойчивости тейлоровского типа [45, 46] или конвекции [56].

Новые конструкционные материалы

Для слоев с толщиной порядка сотен нанометров главным механизмом массопереноса в многослойных системах является диффузия. Исследование поверхностного легирования сплава ВТ6 (Ti-6Al-4V) цирконием проведено в работе [50]. Эксперименты проводили на многослойной пленке [Zn (20 нм) / Ti (20 нм)] общей толщиной 480 нм, нанесенной на подложку из сплава ВТ6. Покрытие было нанесено магнетронным способом. Образцы подвергали однократному облучению электронным пучком $W = 3,5 \text{ Дж/см}^2$.

Согласно расчетам, облучение исследуемой системы приводит к плавлению всех 24 нанослоев [Zn/Ti]. Общая толщина расплавленного слоя около 1 мкм, время его жизни около 3 мкс. Испарение поверхности при данных параметрах облучения было не существенно. Измеренные концентрационные профили различных элементов приведены на рис. 15. В результате импульсного плавления произошло равномерно по глубине перемешивание всех нанослоев, проникновение циркония в подложку на глубину около 0,5 мкм.

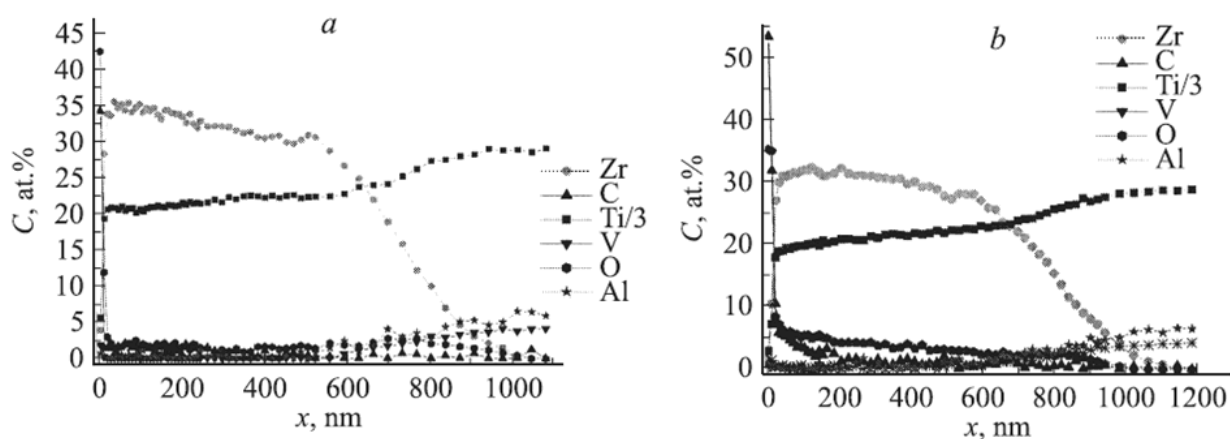


Рис. 15. Концентрационные ОЭС-профили элементов образцов, подвергнутые импульсному плавлению: а – без отжига, б – с последующим отжигом

В работе [57] проведено численное моделирование процессов диффузии в многослойных системах. Система уравнений содержит: уравнения Фика; уравнение Аррениуса для твердотельной части; выражение для коэффициента диффузии примеси в расплаве; уравнение связи коэффициентов диффузии в случае бинарных систем; закон сохранения энергии с учетом энерговыделения от внешних воздействий, плавления, испарения и излучение Стефана–Больцмана с поверхности нагретого материала. Было выполнено численное исследование диффузии в системе Cu (512 нм) – Fe (3 мм), облучаемой низкоэнергетическим электронным пучком (энергия электронов 20 кэВ, длительность облучения 2 мкс, плотности вложенной энергии $W = 2,7 \text{ Дж/см}^2$ и $W = 6,2 \text{ Дж/см}^2$). Экспериментальные [51] и расчетные [57] распределения концентрации меди после облучения приведены на рис. 16.

Если облучаемый объем мишени переходит в жидкое состояние, а температурный градиент направлен от облучаемой поверхности вглубь мишени, то возможно развитие термокапиллярной неустойчивости [56]. При неоднородном распределении температуры на поверхности более горячие области расплава за счет термокапиллярных сил растекаются вдоль нее. Это вызывает, в силу неразрывности жидкости, приток из глубины мишени новых более нагретых элементов жидкости.

В работе [58] разработана математическая модель течения среды с учетом термокапиллярных сил при воздействии интенсивных пучков заряженных частиц.

Как показано в [56], количественной характеристикой развития термокапиллярной конвективной неустойчивости является безразмерный параметр (число Марангони) $Ma = \gamma \Delta T h / \eta \chi$, характеризующий отношение термокапиллярной силы к вязкой. Здесь h – характерный пространственный масштаб системы, ΔT – характерный перепад температур. Согласно линейной теории [56], рост малых возмущений происходит, когда число Марангони $Ma > 80$. Поэтому, в первую очередь, необходимо установить параметры облучения, при которых возможно развитие термокапиллярной конвекции в приповерхностных слоях облучаемой мишени.

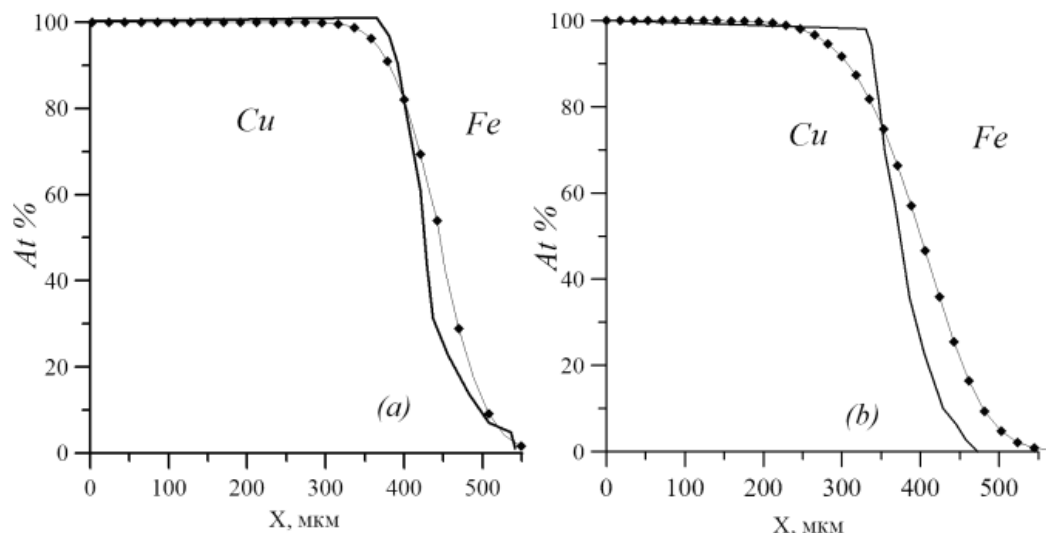


Рис. 16. Концентрационный профиль меди $W = 2,7$ Дж/см² (а) и $W = 6,2$ Дж/см² (б).
Маркированная линия – наши расчеты, сплошная – экспериментальные данные [49]

На рис. 17 приведены изолинии числа Марангони для различных значений плотностей введенной в мишень энергии W и начальной энергии частиц T_e при различных длительностях электронного облучения в железе. При нахождении значений чисел Марангони были использованы табличные значения параметров для железа: $\gamma = 1,6 \cdot 10^{-3}$ Н/мК, $\eta = 4,6 \cdot 10^{-3}$ Па·с, $\chi = 2,1 \cdot 10^{-5}$ м²/с.

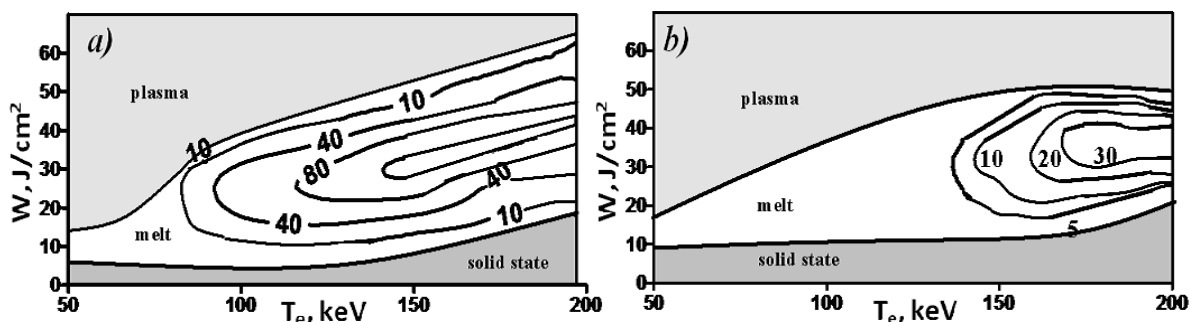


Рис. 17. Изолинии чисел Марангони для железной мишени, облучаемой пучком монохроматических электронов на плоскости «плотность энергии пучка W – энергия электронов T_e » для длительностей облучения: а – 1 мкс; б – 10 мкс

Согласно рис. 17 плоскость $W - T_e$ можно разделить на три области. При режимах облучения, соответствующих первой области, вещество мишени остается в твердом состоянии. При режимах облучения, соответствующих второй области, происходит плавление приповерхностных слоев, третьей соответствует наличие трех фаз: твердой, жидкой (расплав) и плазменной. Режимы облучения, соответствующие первым двум областям, являются докритическими, третьей – закритическими. Развитие термокапиллярной конвекции возможно только во второй области. При закритическом режиме облучения (третья область) развитие термокапиллярной неустойчивости невозможно из-за большой скорости разлета среды.

Условием развития термокапиллярной неустойчивости является неравенство $\tau \ll \tau_\chi$, где $\tau_\chi = H^2 / \chi$ – характерного время температуропроводности, H – толщина расплавленного слоя. Только в этом случае формируется температурное поле, возрастающее с глубиной, и возможна термокапиллярная конвекция.

В случае малой длительности облучения (1 мкс) существует достаточно узкая область с $Ma > 80$ в диапазоне плотностей энергии $W = 25-50$ Дж/см². При длительности облучения 10 мкс и более числа Марангони всюду меньше 80 и, следовательно, рост возмущений не происходит.

Новые конструкционные материалы

В соответствии с проведенной оценкой для числа Марангони ($Ma > 80$) были выбраны следующие параметры облучения: $\tau = 1$ мкс, $U = 200$ кэВ, $J = 220$ А/см², и проведены численные исследования перемешивания в облучаемой мишени в двумерной декартовой геометрии.

Для развития термокапиллярной конвекции необходимо наличие температурного возмущения вдоль поверхности мишени. На практике такие температурные возмущения на облучаемой поверхности возникают естественным образом даже при идеально однородной по сечению плотности тока пучка частиц за счет микрорельефа поверхности. Известно, что плотность энерговыделения в объеме мишени, а следовательно, и нагрев ее поверхности зависит от угла падения частиц на мишень.

Пусть на облучаемой однородным пучком поверхности задано гармоническое возмущение рельефа (соответственно и температуры) периодом $2L$. После облучения глубина расплавленного слоя, где перемешивание возможно, составляет $H = 35$ мкм.

На рис. 18 изображены распределение температуры и плотности по глубине мишени на момент окончания облучения. Видно, что максимум температуры располагается на глубине около $H_T = 20$ мкм. Отметим, что возмущение температурного поля вдоль поверхности на момент окончания облучения составляет порядка 100 К. В результате развития возмущений формируются вихревые течения, которые приводят к интенсивному перемешиванию слоев вещества, что способствует более быстрому установлению однородного поля температур.

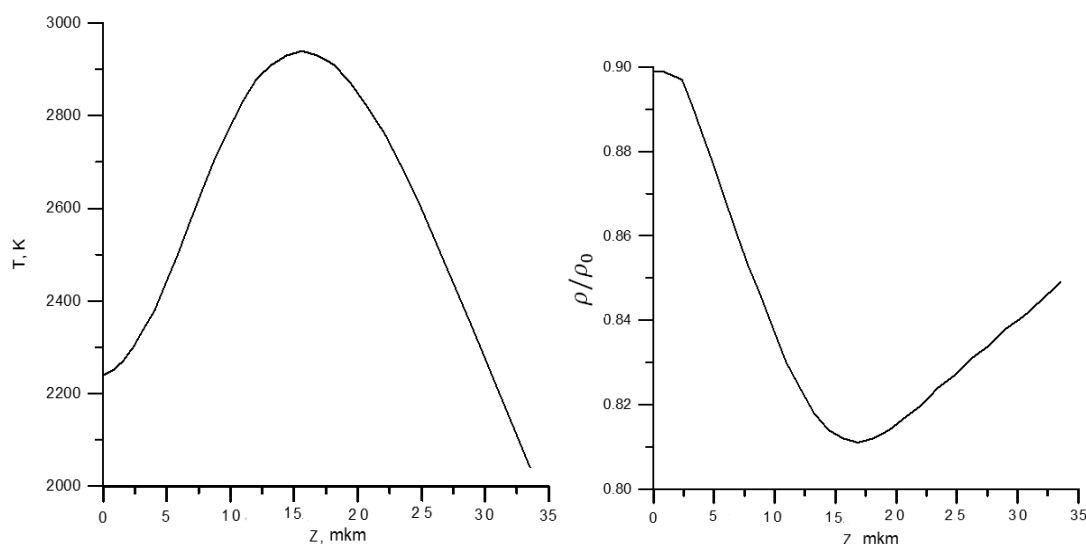


Рис. 18. Распределение температуры и плотности по глубине мишени на момент окончания облучения

Численные исследования показали, что наиболее интенсивно термокапиллярная конвекция развивается, если $L/H_T \approx 1$. При этом достигается максимальная глубина перемешивания за промежуток времени, предшествующий кристаллизации мишени. При других отношениях L/H_T развитие конвекции становится менее интенсивной.

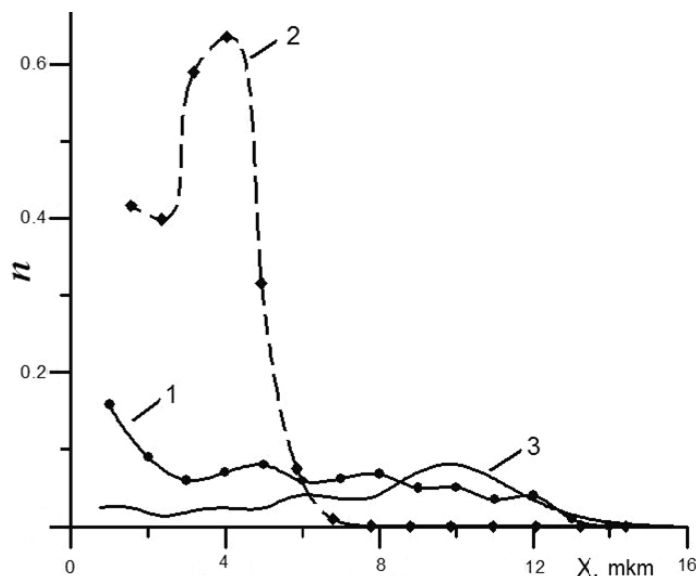
На рис. 19 изображено распределение концентрации по глубине мишени Al/Fe в результате ее облучения электронным пучком [55]. Расчеты показывают, что в результате облучения алюминиевая пленка испаряется и в перемешивание включается около 10 % ее начального количества. Расчеты проведены для различных отношений L/H_T . Из рис. 19 видно, что профиль концентрации существенно зависит от соотношения L/H_T . Наиболее близко к эксперименту лежит кривая, соответствующая $L/H_T = 3$ ($L = 60$ мкм). В целом, расчетные значения толщины зоны проникновения алюминия в железо дают тот же порядок толщины зоны перемешивания, что и в эксперименте.

Отличия формы распределения концентрации примеси от экспериментальной может объясняться тем, что реальное возмущение температуры поверхности мишени содержит набор различных мод (L).

В работе [59] было показано, что развитие неустойчивости типа Рихтмайера–Мешкова на контактной границе может приводить к перемешиванию приповерхностных слоев мишени

только в случае возмущений поверхности мишени, соответствующих определенному диапазону волновых чисел, который в свою очередь определяется режимом облучения. Поэтому для реализации данного механизма перемешивания требуется специальная подготовка поверхности, что является сложной задачей.

Рис. 19. Распределение концентрации примеси по глубине мишени на момент начала кристаллизации: кривая 1 – эксперимент [55], кривые 2 ($L/H_T = 0.5$) и 3 ($L/H_T = 3$) – расчеты [58]



6. Структурные превращения в облучаемых материалах. Определяющий вклад в формирование структуры облучаемых материалов вносят поля механических напряжений, вызывающих интенсивную пластическую деформацию материала, а также быстрая кристаллизация, со скоростью достаточной для образования неравновесных фаз и мелкозернистой структуры, в том числе аморфной фазы, получение которых в обычных условиях затруднено.

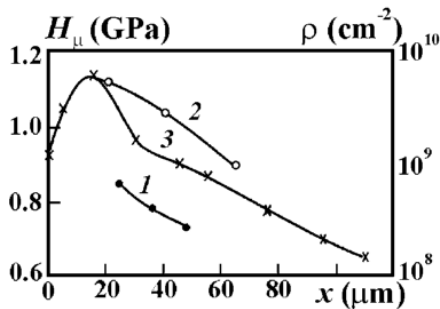
В модифицированном облучением слое можно выделить три области. Первая – область энерговыделения, где частицы пучка тормозятся, отдавая веществу свою энергию. Ширина этой зоны (см. рис. 1) для ионного облучения составляет микрометры, для типичных энергий электронного облучения – десятки микрометров. Часто эта зона подвержена плавлению. Вторая область следует непосредственно за областью энерговыделения и представляет собой область теплового влияния. Обычно эта область сохраняет твердотельное состояние, однако, температура в ней достигает значения, близкое к температуре плавления. Её ширина составляет от десятков до сотен микрометров в зависимости от теплопроводности материала. Третья область – область влияния механических напряжений, сформировавшихся в первой и второй областях за счет неоднородного температурного поля. Ширина этой области превышает сотни микрометров.

При облучении чистых металлов в режимах, не вызывающих плавление, основным фактором модификации структуры является интенсивная пластическая деформация вещества мишени. В работе [60] исследовалось влияние низкоэнергетического электронного пучка в режимах, не приводящих к плавлению (энергия частиц 20 кэВ, длительность импульса 0,8 мкс, плотность вложенной энергии 2–2,5 Дж/см²), на чистое железо (~10⁻³ % C). Интенсивная пластическая деформация в приповерхностном слое толщиной порядка 100 мкм привела к формированию упрочненной области с максимумом микротвердости, расположенным на глубине порядка 20 мкм. В целом профиль микротвердости коррелирует с распределением плотности дислокаций (рис. 20). В приповерхностном слое толщиной порядка 5 мкм видны следы рекристаллизации, преимущественно расположенные в границах зерен. Глубинное упрочнение объясняется в этом случае распространением тепла вглубь мишени вследствие теплопроводности и генерации связанных с ним термоупругих напряжений [7, 61]. Как можно видеть из рис. 20 увеличение количества импульсов облучения от 5 до 300 ведет к повышению плотности дислокаций примерно в 10 раз, при этом можно ожидать, что в соответствии с законом деформационного упрочнения Тейлора, связывающего плотность дислокаций и предел текучести мишени, твердость мишени возрастет в $\sqrt{10} \approx 3,16$ раза.

При достижении пороговой энергии, необходимой для плавления всего объема зоны энерговыделения, свойства мишени после облучения будут определяться совместно двумя основными факторами модификации: быстрой кристаллизацией, ведущей к образованию мелкозернистой структуры, и интенсивной пластической деформацией. В работе [62] исследовалось влияние одного импульса электронного облучения (энергия частиц 20 кэВ, длительность импульса 0,8 мкс)

Новые конструкционные материалы

в режимах как приводящих к плавлению, так и без него (рис. 21). В режимах, не приводящих к плавлению, формировалось распределение микротвердости, аналогичное полученному в многоимпульсном режиме [60]. Максимум микротвердости в этом случае расположен на глубине 1 мкм, а общая толщина упрочненного слоя составляет порядка 10 мкм. С повышением плотности



вложенной энергии распределение микротвердости приобретает двугорбый вид со вторым максимумом на глубине порядка 5 мкм.

Рис. 20. Распределение плотности дислокаций (1, 2) и микротвердости (3) по глубине мишени для железа после облучения электронами (20 кэВ, 0,8 мкс, 2–2,5 Дж/см²); 1, 3 – количество импульсов равно 5; 2 – количество импульсов равно 300. Зависимость взята из обзора [7]

Авторами теоретической работы [61] проведено численное исследование картины распределения плотности дислокаций в мишени при облучении в режиме, соответствующем экспериментальной работе [62].

Результаты моделирования хорошо описывают модификацию свойств мишени в режиме без плавления, в то же время для режима с плавлением теоретические предсказания дают твердость примерно на 20 % ниже, чем измеренная в эксперименте (рис. 22). Дополнительный вклад в формирование второго максимума, скорее всего, может быть объяснен тем, что на границе расплавленного тела в силу высоких температурных градиентов происходит чрезвычайно быстрая кристаллизация, ведущая к формированию мелкозернистой структуры, что в свою очередь ведет к повышению прочности материала в согласии с законом Хола–Петча.

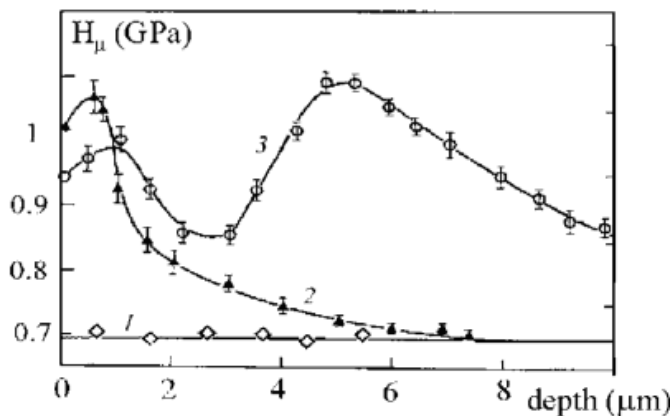


Рис. 21. Распределение микротвердости по глубине мишени для железа после облучения электронами (20 кэВ, 0,8 мкс, 2–5,2 Дж/см²): 1 – необлученный образец; 2 – $W = 3,3$ Дж/см²; 3 – $W = 5,2$ Дж/см². Зависимость взята из обзора [7]

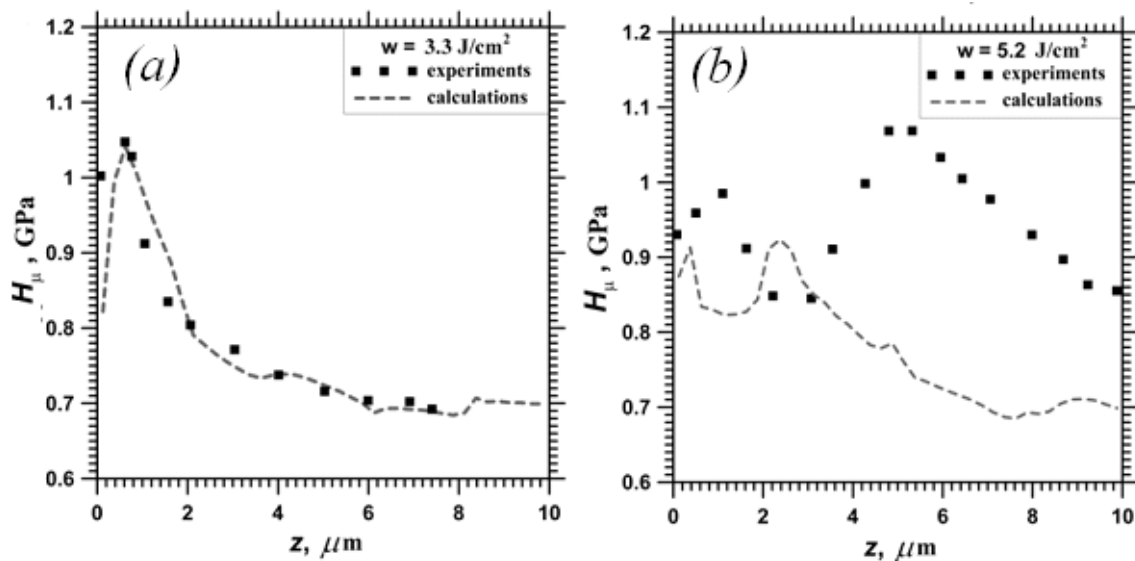


Рис. 22. Распределение микротвердости по глубине мишени при облучении электронами в режиме без плавления (а), с плавлением (б). Эксперимент – [62], расчеты – [61]

При обработке сплавов существенную роль в формировании конечной микроструктуры играет плавление и последующая быстрая кристаллизация, вследствие которой вблизи поверхности происходит перераспределение элементов и образование фаз, нетипичных для исходного состояния сплава.

При обработке мишени из углеродистой стали (Fe – 0,45 мас. % С) электронным пучком (энергия частиц 20 кэВ, длительность импульса ≥ 10 мкс, плотность вложенной энергии ≥ 10 Дж/см²) происходит плавление приповерхностного слоя вещества на глубину порядка 5 мкм [63]. После обработки формируется структура, характерная для быстрой закалки и состоящая из мартенсита и остаточного аустенита. В приповерхностном слое толщиной порядка 100 нм происходит формирование наноразмерных (~ 30 нм) зерен α - и γ -фазы, под ним на глубинах до 150 нм формируются более крупные зерна с размером до 80 нм α -фазы, еще глубже залегает структура, типичная для закалки (рис. 23). Облучение 300 импульсами ведет к увеличению толщины этих зон. Толщина верхнего слоя при таком количестве импульсов достигает 200 нм, вторая зона простирается до 300 нм, а общая толщина модифицированного слоя достигает 10 мкм (см. рис. 23).

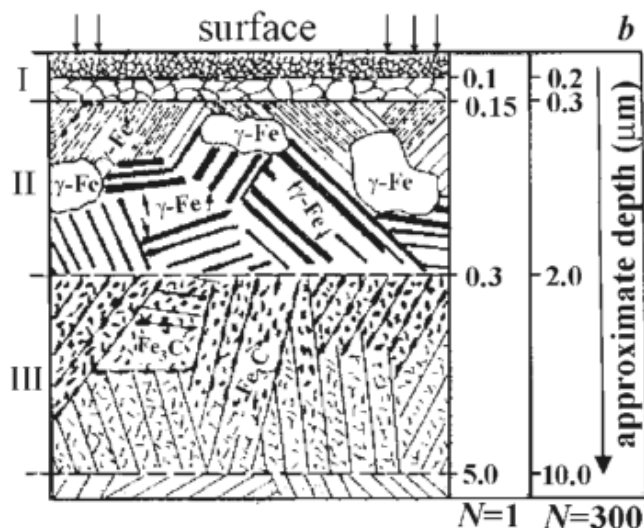


Рис. 23. Схематическое расположение слоев различающейся микроструктуры для одного и трехсот импульсов облучения. Результаты работы [63]

При обработке мишеней компрессионными потоками плазмы в целом картина происходящих процессов похожа на вышеописанные электронно- и ионнолучевые методы. Существенное отличие состоит в том, что вклад в формирующуюся микроструктуру приповерхностных слоев мишени может вносить насыщение плазмообразующим газом, ведущее к формированию новых дисперсных фаз. В работе [64] в сформированную струю плазмы с плазмообразующим газом – азотом – подсыпался порошок вольфрама, что приводило к формированию на поверхности стальной мишени вольфрам-содержащего слоя, с максимальной массовой долей доходящей до 20 %. Достаточно в высокой концентрации в приповерхностном слое обнаруживались азот – 20 % и углерод – 10 %, который, по-видимому, присутствовал в камере как остаточная атмосфера. После такой обработки вблизи поверхности в матрице α -Fe сформировались фазы легированного аустенита γ -Fe-(N, C) и карбиды Fe_3W_3C и WC. Возникающие выделения твердых фаз приводили к 3-кратному повышению микротвердости поверхности в сравнении с исходным состоянием при плотности энергии в плазменном потоке равной 18 Дж/см².

Выводы

1. Плотность вложенной в мишень энергии и длительность облучения являются главными факторами, определяющими спектр протекающих в веществе процессов.

2. Существуют два режима облучения: докритический и закритический. Переход от докритического режима к закритическому носит пороговый характер.

3. Поля напряжений в облучаемой мишени представляют собой распространяющуюся со скоростью звука ударную волну, а также локализованные вблизи облучаемой поверхности напряжения, обусловленные неоднородным по объему полем температур. Геометрические возмущения облучаемой поверхности оказывают существенное влияние на поле локализованных напряжений.

4. Природа явлений сглаживания и образования кратеров одинакова и обусловлена динамикой облучаемой поверхности мишени под действием силы поверхностного натяжения, вязких сил и сил инерции. Проявление того или иного явления определяется режимом облучения.

Новые конструкционные материалы

5. Массоперенос за счет процессов диффузии или термокапиллярной конвекции реализуется при докритическом режиме облучения, за счет развития неустойчивости типа Рихтмайера–Мешкова (НРМ) – при закритическом. Перемешивание слоев за счет НРМ на практике трудно осуществимо из-за необходимости подготовки возмущения поверхности мишени с заданным волновым спектром.

6. Облучение твердых тел приводит к увеличению плотности дислокаций, в основном, за счет сдвиговой составляющей локализованных напряжений. Уменьшение длительности импульса облучения приводит к более высоким скоростям деформаций и вызывает более эффективную наработку дислокаций из-за более высоких значений сдвиговых напряжений.

Уровень понимания физических явлений и теоретических исследований позволяет достаточно хорошо прогнозировать во многих случаях результат облучения и оптимизировать процессы радиационной обработки.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ (научно-исследовательская работа ФГБОУ ВПО «ЮУрГУ» (НИУ), проводимой в рамках государственного задания № 1030 (№ 2014105-ГЗ).

Литература

1. Месяц, Г.А. Генерирование мощных наносекундных импульсов / Г.А. Месяц. – М.: Сов. радио, 1974. – 256 с.
2. Смирнов, В.П. Получение сильноточных пучков электронов (обзор) / В.П. Смирнов // ПТЭ. – 1977. – № 2. – С. 7–31.
3. Диденко, А.Н. Мощные электронные пучки и их применение / А.Н. Диденко, В.П. Григорьев, Ю.П. Усов. – М.: Атомиздат, 1977. – 277 с.
4. Абрамян, Е.А. Интенсивные электронные пучки. Физика. Техника. Применение / Е.А. Абрамян, Б.А. Альтеркоп, Г.Д. Кулешов. – М.: Энергоатомиздат, 1984. – 231 с.
5. Диденко, А.Н. Воздействие пучков заряженных частиц на поверхность металлов и сплавов / А.Н. Диденко, А.Е. Лигачев, И.Б. Куракин. – М.: Энергоатомиздат, 1987. – 184 с.
6. Бойко, В.И. Модификация металлических материалов импульсными мощными пучками частиц / В.И. Бойко, А.Н. Валяев, А.Д. Погребняк // УФН. – 1999. – Т. 169. – С. 1243–1271.
7. *Materials Surface Processing by Directed Energy Techniques* / Ed. by Y. Paulea // Elsevier. – 2006. – 722 p.
8. Стародубцев, С.В. Прохождение заряженных частиц через вещество / С.В. Стародубцев, А.М. Романов. – Ташкент: Наука, Узб. ССР, 1962. – С. 227.
9. Вальчук, В.В. Моделирование воздействия потоков заряженных частиц на слоистые материалы / В.В. Вальчук, С.В. Халиков, А.П. Яловец // Математ. моделирование. – 1992. – Т. 4, № 10. – С. 111–123.
10. Leyvi, A.Ya. *The Dynamics of Metal Target Surface at Irradiation by Intense Plasma Streams* / A.Ya. Leyvi, K.A. Talala, A.P. Yalovets // 10-th International Conference on Modification of Materials with Particle Beams and Plasma Flows. Tomsk, 19–24 September 2010. – Tomsk, 2010. – P. 173–176.
11. Уилкинс, М.Л. Расчет упругопластических течений // Вычислительные методы в гидродинамике / М.Л. Уилкинс. – М.: Мир, 1967. – 384 с.
12. Ландау, Л.Д. Теоретическая физика. Т. VI: Гидродинамика / Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. – М.: Наука, 1988. – 733 с.
13. Численное решение многомерных задач газовой динамики / С.К. Годунов, А.В. Забродин, М.Я. Иванов и др. – М.: Наука, 1976. – 393 с.
14. Яловец, А.П. Расчет течений среды при воздействии интенсивных потоков заряженных частиц / А.П. Яловец // ПМТФ. – 1997. – № 1. – С. 151–166.
15. Яловец, А.П. Пакет программ BETAIN (BEAM TARGET INTERACTION) / А.П. Яловец, А.Е. Майер // Proceedings of 6th International Conference on Modification of Materials with Particle Beams and Plasma Flows. Tomsk, 23–28 September 2002. – Tomsk, 2002. – P. 297–299.
16. Колгатин, С.Н. Интерполяционные уравнения состояния металлов / С.Н. Колгатин, А.В. Хачатурьянец // ТВТ. – 1982. – Т. 20, № 3. – С. 90–94.
17. Oswald, R.B. *The Dynamic response of solids exposed to a pulsed-electron beam* / R.B. Oswald, H.A. Jr. Eisen, D.R. Schallhorn // Appl. Phys. Lett. – 1968. – Vol. 3, № 8. – P. 279–281.

18. Perry, F.C. *Electron beam induced stress waves in solids* / F.C. Perry // *Appl. Phys. Lett.* – 1970. – Vol. 17, № 11. – P. 478–781.
19. Боршковский, И.А. *Исследование возбуждения акустических волн в металлах электронами и протонами* / И.А. Боршковский, В.Д. Воловик // *Изв. вузов. Физика.* – 1973. – № 10. – С. 72–76.
20. Калиниченко, А.И. *Возбуждение акустических колебаний пучком заряженных частиц* / А.И. Калиниченко, В.Т. Лазурик-Эльцуфин // *ЖЭТФ.* – 1973. – Т. 65. – С. 2364–2368.
21. Беспалько, А.А. *Акустическая дозиметрия интенсивных электронных пучков* / А.А. Беспалько, Г.И. Геринг // *ЖТФ.* – 1980. – Т. 50. – С. 213–215.
22. Perkin, J.L. *The spalling of aluminium with a pulsed electron beams* / J.L. Perkin, E. Norris, D.W. Large // *J. Phys. D: Appl. Phys.* – 1971. – Vol. 4, no. 7. – P. 974.
23. Avery, R.T. *Shattering rock with intense bursts of energetic electrons* / R.T. Avery, D. Keefe, J. Finnie // *IEEE Trans. Nucl. Sci.* – 1973. – Vol. 20, no. 3. – P. 1010–1014.
24. Gauster, W.B. *Pressure response of a solid pulse heated through a polymorphic phase transition: α - β inversion in quartz* / W.B. Gauster, F.C. Perry, W.H. Buckalew // *J. Appl. Phys.* – 1973. – Vol. 44. – P. 4970.
25. Демидов, Б.А. *Выделение энергии в фокусе сильноточного РЭП в режиме самофокусировки* / Б.А. Демидов, М.В. Ивкин, В.А. Петров // *ЖТФ.* – 1978. – Т. 48. – С. 2528–2532.
26. Бацанов, С.С. *Использование сильноточных РЭП для осуществления структурных и химических превращений* / С.С. Бацанов, Б.А. Демидов, Л.И. Рудаков // *Письма в ЖЭТФ.* – 1979. – Т. 30. – С. 611–613.
27. *Возбуждение ударных волн в толстых мишенях сильноточным РЭП* / Б.А. Демидов, М.В. Ивкин, В.А. Петров, В.С. Углов // *ЖТФ.* – 1980. – Т. 50, № 10. – С. 2205–2209.
28. *Динамические характеристики взаимодействия мощных РЭП с толстыми анодами* / Б.А. Демидов, М.В. Ивкин, В.В. Обухов, Ю.Ф. Тимошук // *ЖТФ.* – 1980. – Т. 50, № 10. – С. 2209–2214.
29. Chistjakov, S.A. *Dinamical process and changes in metal structure induced high power ion beams* / S.A. Chistjakov, A.D. Pogrebnyak, G.E. Remnev // *Nucl. Instr. and Meth.* – 1989. – Vol. 42. – P. 342–345.
30. Чистяков, С.А. *Исследование формирования упругопластических волн в металлической мишени при воздействии потоков заряженных частиц* / С.А. Чистяков, С.В. Халиков, А.П. Яловец // *ЖТФ.* – 1993. – Т. 63. – В. 1. – С. 31–40.
31. Майер, А.Е. *Механические напряжения в облучаемой мишени с возмущенной поверхностью* / А.Е. Майер, А.П. Яловец // *ЖТФ.* – 2006. – Т. 76. – В. 4. – С. 67–73.
32. Meyer, L.W. *Dynamic Properties of High-Strength Steels at Stretching* / L.W. Meyer, H.D. Kunze, K. Seifert; ed. M.A. Meyers and L.E. Murr. – New York: Plenum Press, 1981. – P. 61–67.
33. *Application of Large Area Electron Beam Irradiation for Surface Modification of Metal Dies* / P. Raharjo, K. Uemura, A. Okada, Y. Uno // *Proceedings of the 7th Int. Conf. on Modification of Materials with Particle Beams and Plasma Flows.* – Tomsk, 2004. – P. 263–266.
34. *Application of Large Area Electron Beam Irradiation for Surface Modification of Implant Materials* / P. Raharjo, K. Uemura, A. Okada, Y. Uno // *Proceedings of the 7th Int. Conf. on Modification of Materials with Particle Beams and Plasma Flows.* – Tomsk, 2004. – P. 267–270.
35. *Structure-phase states of the metal surface and undersurface layers after the treatment by powerful ion beams* / A.D. Korotaev, S.V. Ovchinnikov, Yu.I. Pochivalov et al. // *Surface and Coatings Technology.* – 1998. – Vol. 105. – P. 84–90.
36. *Surface morphology and defect substructure of the surface layer of treated by a high-power ion beam* / A.D. Korotaev, A.N. Tyumentsev, M.V. Tretjak et al. // *Physics of Metals and Metallography.* – 2000. – Vol. 89. – P. 54–61.
37. *Crater creation on the surface of refractory alloy parts during intense pulsed and electron beam irradiation* / V.A. Shulov, V.I. Engelko, I.V. Kovalev, G. Mueller // *Proceedings of the 7th Int. Conf. on Modification of Materials with Particle Beams and Plasma Flows.* – Tomsk, 2004. – P. 289–292.
38. *О механизмах сглаживания микрорельефа поверхности мишени при облучении интенсивным потоком заряженных частиц* / В.С. Красников, А.Я. Лейви, А.Е. Майер, А.П. Яловец // *ЖТФ.* – 2007. – Т. 77. – В.4. – С. 41–49.

Новые конструкционные материалы

39. *Surface modification and alloying of metallic materials with low-energy high-current electron beams* / V.P. Rotshtein, A.B. Markov, Yu.F. Ivanov et al. // *Proc. 7th Int. Conf. on Modification of Materials with Particle Beams and Plasma Flows.* – 2004. – P. 258–262.

40. *Ионно-лучевая технология обработки лопаток компрессора ГТД из титановых сплавов с использованием мощных наносекундных пучков* / В.А. Шулов, Г.Е. Ремнев, Н.А. Ночовная и др. // *Авиационная промышленность.* – 1992. – № 2. – С. 12–18.

41. *Кратерообразование на поверхности деталей из жаропрочной стали 15X16K5H2MBФAB-Ш при облучении сильноточными импульсными электронными пучками* / А.Г. Пайкин, В.А. Шулов, В.И. Энгелько и др. // *Упрочняющие технологии и покрытия.* – 2006. – № 10 (22). – С. 9–14.

42. *Сильноточные импульсные электронные пучки для авиационного двигателестроения* / А.Б. Белов, О.А. Быценко, А.В. Крайников и др. – М.: Дипак, 2012. – 291 с.

43. *Волков, Н.Б. О механизме кратерообразования на поверхности твердых тел при воздействии интенсивных пучков заряженных частиц* / Н.Б. Волков, А.Е. Майер, А.П. Яловец // *ЖТФ.* – 2002. – Т. 72. – В. 8. – С. 34–43.

44. *О механизме образования микрократеров на поверхности мишени, облучаемой мощным электронным пучком* / Н.Б. Волков, А.Е. Майер, К.А. Талала, А.П. Яловец // *Письма в ЖТФ.* – 2006. – Т. 32. – В. 10. – С. 20–28.

45. *Richtmyer, R.D. Taylor Instability in Shock Acceleration of Compressible Fluids* / R.D. Richtmyer // *Comm. on Pure and Appl. Math.* – 1960. – Vol. XII. – P. 297–319.

46. *Мешков, Е.Е. Неустойчивость границы раздела двух газов, ускоряемых ударной волной* / Е.Е. Мешков // *Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа.* – 1969. – № 5. – С. 151.

47. *Влияние параметров облучения сильноточными импульсными пучками заряженных частиц и исходного состояния поверхности твердотельных мишеней на их микрорельеф* / А.Я. Лейви, А.Е. Майер, В.А. Шулов, А.П. Яловец // *Упрочняющие технологии и покрытия.* – 2008. – № 11. – С. 22–30.

48. *Изменение рельефа поверхности мишени при обработке компрессионными плазменными потоками* / В.М. Асташинский, А.Я. Лейви, К.А. Талала и др. // *Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования.* – 2013. – № 10. – С. 1–8. DOI: 10.7868/S0207352814060055

49. *Формирование субмикронных цилиндрических структур при воздействии на поверхность кремния компрессионным плазменным потоком* / В.В. Углов, В.М. Анищик, В.В. Асташинский и др. // *Письма в ЖЭТФ.* – 2001. – Т. 74, № 4. – С. 234–236.

50. *Импульсное электронно-пучковое легирование сплава БТ6 цирконием путем перемешивания предварительно осажденной многослойной Zr/Ti пленки* / В.П. Ротштейн, А.Б. Марков, Н. Шевченко и др. // *Письма в ЖТФ.* – 2008. – Т. 34. – В. 20. – С. 65–72.

51. *Pulsed Electron-Beam Melting of Cu-Steel 316 System: Evolution of Chemical Composition and Properties* / V.P. Rotshtein, A.B. Markov, Yu.F. Ivanov et al. // *Proceedings of the 6th Int. Conf. on Modification of Materials with Particle Beams and Plasma Flows.* – Tomsk, 2002. – P. 258–263.

52. *Ротштейн, В.П. Поверхностная модификация и легирование металлических материалов низкоэнергетическими сильноточными электронными пучками* / В.П. Ротштейн, А.Б. Марков // *Вестник ТГПУ. Серия «Естественные и точные науки».* – 2006. – В. 6 (57). – С. 11–18.

53. *Калин, Б.А. Некоторые особенности легирования поликристаллических материалов атомами из многослойных пленок при облучении систем «пленка-подложка» пучком ионов аргона с широким энергетическим спектром* / Б.А. Калин, Н.В. Волков // *The 6th international conference on modification of materials with particle beams and plasma flows.* – 2002. – P. 353–358.

54. *Sisodia, V. Mixing induced by swift heavy ion irradiation at Fe/Si interface* / V. Sisodia, I.P. Jain // *Bull. Mater. Sci.* – 2004. – Vol. 27, No. 4. – P. 393–394.

55. *Application of pulsed electron beams for improvement of material surface properties* / G. Mueller, H. Bluhm, A. Heinzl et al. // *Proceedings 6th Int. Conf. on Modification of Materials with Particle Beams and Plasma Flows.* – Tomsk, 2002. – P. 328.

56. *Гершуни, Г.З. Конвективная неустойчивость несжимаемой жидкости* / Г.З. Гершуни, Е.М. Жуховицкий. – М.: Наука, 1972. – 285 с.

57. *Талала, К.А. Диффузионный массоперенос в многослойной мишени при воздействии интенсивных потоков энергии* / К.А. Талала, А.Я. Лейви, А.П. Яловец // *ФХОМ.* – 2011. – № 4. – С. 13–19.

58. Термокапиллярная конвекция в мишени, облучаемой интенсивным пучком заряженных частиц / Н.Б. Волков, А.Я. Лейви, К.А. Талала, А.П. Яловец // ЖТФ. – 2010. – Т. 80. – В. 4. – С. 52–58.
59. Leivi, A.Ya. *The Liquid-Phase Mass Transfer of Material in the Film–Substrate System Exposed to Intense Energy Flows* / A.Ya. Leivi, A.P. Yalovets, V.S. Krasnikov // *High Temperature Material Processes*. – 2013. – Vol. 17(1). – P. 15–23.
60. Дислокационная субструктура, сформировавшаяся в результате облучения железа низкоэнергетичным сильноточным электронным пучком / Е.Ф. Дударев, Л.А. Корниенко, С.В. Лыков и др. // *Изв. высш. учебн. завед. Физика*. – 1993. – Т. 36, вып. 5. – С. 42–47.
61. Krasnikov, V.S. *Numerical investigation of the change of dislocation density and microhardness in surface layer of iron targets under the high power ion- and electron-beam treatment* / V.S. Krasnikov, A.E. Mayer // *Surf. Coat. Technol.* – 2012. – Vol. 212. – P. 79–87.
62. *Evolution of vacancy defects and dislocations in surface layers of iron as a result of pulsed electron beam treatment* / A.D. Pogrebnjak, A.D. Mikhailov, N.A. Pogrebnjak et al. // *Physics Letters A*. – 1998. – Vol. 241. – P. 357–363.
63. *Physical foundations for surface treatment of materials with low energy, high current electron beams* / D.I. Proskurovsky, V.P. Rotshtein, G.E. Ozur et al. // *Surf. Coat. Technol.* – 2000. – Vol. 125. – P. 49.
64. *The formation of a tungsten containing surface layer in a carbon steel by compression plasma flow* / V.V. Uglov, V.M. Anishchik, N.N. Cherenda et al. // *Surf. Coat. Technol.* – 2008. – Vol. 202. – P. 2439–2442. DOI: 10.1016/j.surfcoat.2007.08.045

Лейви Артем Ячеславович, кандидат физико-математических наук, доцент кафедры «Общая и экспериментальная физика», Южно-Уральский государственный университет, г. Челябинск, leyvy@mail.ru.

Талала Ксения Анатольевна, кандидат физико-математических наук, научный сотрудник управления научной и инновационной деятельности, Южно-Уральский государственный университет, г. Челябинск, ktalala@yandex.ru.

Красников Василий Сергеевич, кандидат физико-математических наук, научный сотрудник управления научной и инновационной деятельности, Южно-Уральский государственный университет, г. Челябинск, va_ja@mail.ru.

Яловец Александр Павлович, доктор физико-математических наук, профессор кафедры «Общая и теоретическая физика», Южно-Уральский государственный университет, г. Челябинск, yalovets.alex@rambler.ru.

Поступила в редакцию 26 июня 2015 г.

DOI: 10.14529/engin160103

MODIFICATION OF THE CONSTRUCTIONAL MATERIALS WITH THE INTENSIVE CHARGED PARTICLE BEAMS AND PLASMA FLOWS

A.Ya. Leyvi, leyvy@mail.ru,
K.A. Talala, ktalala@yandex.ru,
V.S. Krasnikov, va_ja@mail.ru,
A.P. Yalovets, yalovets.alex@rambler.ru

South Ural State University, Chelyabinsk, Russian Federation

The analysis of the experimental and theoretical work state-of-the-art in the field of the constructional materials modification with the intensive flows of charged particles and plasma with the power density ranging in interval 0.1–1000 MWt/cm² is carried out.

The irradiation modes with the inherent physical processes and the role of different mechanisms in formation of the properties of treated materials are surveyed. The irradiation can be divided into two modes: subcritical and supercritical. In the subcritical irradiation mode a target material remains in the solid state or melts. In the supercritical regime the formation of plasma torch and its subsequent expansion at a rate of more than 103 m/s are observed. The transition from subcritical to supercritical mode has a threshold character.

The mechanisms of mechanical stresses formation under irradiation are discussed, these stresses are the shock wave propagating with a sound velocity and the localized near the irradiated surface stresses arising due to the nonhomogeneous space distribution of the temperature in target material.

The reasons of target surface smoothing and of crater formation are given. It is shown that the manifestation of one or another phenomenon of irradiation is determined by its mode.

The analysis of mass transfer occurring due to diffusion, thermocapillary convection or development of Richtmyer-Meshkov instability is carried out in accordance with the irradiation mode.

The irradiation of the solids leads to the deformation hardening mainly at the expense of shear component of the localized stresses. The decrease of the irradiation duration provokes the high strain rate and the high level of shear stresses that both provide more effective generation of dislocations.

Keywords: electron beams, ion beams, intensive plasma flows, microrelief modification, mass transfer, diffusion, thermocapillary convection, dislocations, plasticity.

References

1. Mesyats G.A. *Generirovanie moshchnykh nanosekundnykh impul'sov* [Generation of powerful nanosecond pulses]. Moscow, Sov. Radio Publ., 1974. 256 p.
2. Smirnov V.P. [Getting high-current electron beams (Overview)]. *PTE*, 1977, no. 2, p. 7–31. (in Russ.)
3. Didenko A.N., Grigor'ev V.P., Usov Yu.P. *Moshchnye elektronnye puchki i ikh primeneniye* [Powerful electron beams and their application]. Moscow, Atomizdat Publ., 1977. 277 p.
4. Abramyan E.A., Al'terkop B.A., Kuleshov G.D. *Intensivnye elektronnye puchki* [Electron beam intensity]. Moscow, Energoatomizdat Publ., 1984. 231 p.
5. Didenko A.N., Ligachev A.E., Kurakin I.B. *Vozdeystvie puchkov zaryazhennykh chastits na poverkhnost' metallov i splavov* [Impact of beams of charged particles on the surface of metals and alloys]. Moscow, Energoatomizdat Publ., 1987. 184 p.
6. Boyko V.I., Valyaev A.N., Pogrebnyak A.D. [Metal modification by high-power pulsed particle beams]. *UFN*, 1999, vol. 169, pp. 1243–1271. (in Russ.)
7. Paulea Y. (Ed.) *Materials Surface Processing by Directed Energy Techniques*. Elsevier., 2006. 722 p.
8. Starodubtsev S.V., Romanov A.M. *Prokhozhdenie zaryazhennykh chastits cherez veshchestvo* [Passage of charged particles through matter]. Tashkent, Nauka Publ., Uzb. SSR, 1962, p. 227.
9. Val'chuk V.V., Khalikov S.V., Yalovets A.P. [Modeling the impact of charged particles on laminates]. *Mathematical modeling*, 1992, vol. 4, no. 10, pp. 111–123. (in Russ.)
10. Leyvi A.Ya., Talala K.A., Yalovets A.P. [The Dynamics of Metal Target Surface at Irradiation by Intense Plasma Streams]. *10-th International Conference on Modification of Materials with Particle Beams and Plasma Flows*, Tomsk, 2010, P. 173–176.
11. Uilkins M.L. *Raschet uprugoplasticheskikh techeniy*. [Calculation elastic-plastic flow]. *Vychislitel'nye metody v gidrodinamike* [Computational methods in hydrodynamics]. Moscow, Mir Publ., 1967. 384 p.
12. Landau L.D., Lifshits E.M. *Teoreticheskaya fizika. Tom VI. Gidrodinamika* [Theoretical physics. Volume VI. Hydrodynamics]. Moscow, Nauka Publ., 1988. 733 p.
13. Godunov S.K., Zabrodin A.V., Ivanov M.Ya. *Chislennoe reshenie mnogomernykh zadach gazovoy dinamiki* [Numerical solution of multi-dimensional problems in gas dynamics]. Moscow, Nauka Publ., 1976.
14. Yalovets A.P. [The calculation for Wednesday when exposed to intense fluxes of charged particles]. *PMTF*, 1997, no. 1, pp. 151–166. (in Russ.)

15. Yalovets A.P., Mayer A.E. [Software package BETAIN (BEAM TARGET INTERACTION)]. *Proceedings of 6th International Conference on Modification of Materials with Particle Beams and Plasma Flows. Tomsk, 23–28 September. Tomsk, 2002.* pp. 297–299.
16. Kolgatin S.N., Khachatur'yanets A.V. [Interpolation equation of state of metals]. *TVT*, 1982, vol. 20, no. 3, pp. 90–94. (in Russ.)
17. Oswald R.B., Jr. Eisen H.A., Schallhorn D.R. The Dynamic response of solids exposed to a pulsed-electron beam. *Appl. Phys. Lett.*, 1968, vol. 3, no. 8, pp. 279–281.
18. Perry F.C. Electron beam induced stress waves in solids. *Appl. Phys. Lett.*, 1970, vol. 17, no. 11, pp. 478–781.
19. Borshkovskiy I.A., Volovik V.D. [Investigation of the excitation of acoustic waves in a metal electrons and protons]. *Izvestiya vuzov. Fizika*, 1973, no. 10, pp. 72–76. (in Russ.)
20. Kalinichenko A.I., Lazurik-El'tsufin V.T. [The excitation of acoustic oscillations by the beam of charged particles]. *Journal of Experimental and Theoretical Physics*, 1973, vol. 65, pp. 2364–2368. (in Russ.)
21. Bespal'ko A.A., Gering G.I. [Acoustic dosimetry intense electron beams]. *Technical Physics*, 1980, vol. 50, pp. 213–215. (in Russ.)
22. Perkin J.L., Norris E., Large D.W. The spalling of aluminium with a pulsed electron beams. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 1971, vol. 4, no. 7, pp. 974.
23. Avery R.T., Keefe D., Finnie J. Shattering rock with intense bursts of energetic electrons. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 1973, vol. 20, no. 3. pp. 1010–1014.
24. Gauster W.B., Perry F.C., Buckalew W.H. Pressure response of a solid pulse heated through a polymorphic phase transition: α - β inversion in quartz. *J. Appl. Phys.*, 1973, vol. 44, pp. 4970.
25. Demidov B.A., Ivkin M.V., Petrov V.A. [The release of energy at the focus of a high-REP mode of self-focusing]. *ZhTF*, 1978, vol. 48, pp. 2528–2532. (in Russ.)
26. Batsanov S.S., Demidov B.A., Rudakov L.I. [The use of high-current REB for structural and chemical transformations]. *Pis'ma v ZhETF*, 1979, vol. 30, pp. 611–613. (in Russ.)
27. Demidov B.A., Ivkin M.V., Petrov V.A., Uglov V.S. [The excitation of shock waves in thick targets high-current REB]. *ZhTF*, 1980, vol. 50, no. 10, pp. 2205–2209. (in Russ.)
28. Demidov B.A., Ivkin M.V., Obukhov V.V., Timoshchuk Yu.F. [The dynamic characteristics of the interaction of high-power beam with thick anodes]. *ZhTF*, 1980, vol. 50, no. 10. pp. 2209–2214. (in Russ.)
29. Chistjakov S.A., Pogrebnyak A.D., Remnev G.E. Dinamical process and changes in metal structure induced high power ion beams. *Nucl. Instr. and Meth.*, 1989, vol. 42, p. 342–345.
30. Chistyakov S.A., Khalikov S.V., Yalovets A.P. [Study the formation of elastoplastic waves in a metal target under the influence of streams of charged particles]. *ZhTF*, 1993, vol. 63, no. 1, pp. 31–40. (in Russ.)
31. Mayer A.E., Yalovets A.P. [Mechanical stresses in the irradiated target with the perturbed surface]. *ZhTF*, 2006, vol. 76, no. 4, pp. 67–73. (in Russ.)
32. Meyer L.W., Kunze H.D., Seifert K. *Dynamic Properties of High-Strength Steels at Stretching. Shock Waves and High-Strain-Rate Phenomena in Metals.* New York, Plenum Press. 1981, pp. 61–67.
33. Raharjo P., Uemura K., Okada A., Uno Y. Application of Large Area Electron Beam Irradiation for Surface Modification of Metal Dies. *Proceedings of the 7th Int. Conf. on Modification of Materials with Particle Beams and Plasma Flows, Tomsk, 2004.* pp. 263–266.
34. Raharjo P., Uemura K., Okada A., Uno Y. Application of Large Area Electron Beam Irradiation for Surface Modification of Implant Materials. *Proceedings of the 7th Int. Conf. on Modification of Materials with Particle Beams and Plasma Flows. Tomsk, 2004.* pp. 267–270.
35. Korotaev A.D., Ovchinnikov S.V., Pochivalov Yu.I. Structure-phase states of the metal surface and undersurface layers after the treatment by powerful ion beams. *Surface and Coatings Technology*, 1998, vol. 105, pp. 84–90.
36. Korotaev A.D., Tyumentsev A.N., Tretjak M.V. Surface morphology and defect substructure of the surface layer of treated by a high-power ion beam. *Physics of Metals and Metallography*, 2000, vol. 89, pp. 54–61.
37. Shulov V.A., Engelko V.I., Kovalev I.V., Mueller G. Crater creation on the surface of refractory alloy parts during intense pulsed and electron beam irradiation. *Proceedings of the 7th Int. Conf. on Modification of Materials with Particle Beams and Plasma Flows. Tomsk, 2004.* pp. 289–292.

38. Krasnikov V.S., Leyvi A.Ya., Mayer A.E., Yalovets A.P. Surface microrelief smoothing mechanisms in a target irradiated by an intense charged particle beam. *Technical Physics*, 2007, vol. 52, no. 4, pp. 431–439.

39. Rotshtein V.P., Markov A.B., Ivanov Yu.F. Surface modification and alloying of metallic materials with low-energy high-current electron beams. *Proc. 7th Int. Conf. on Modification of Materials with Particle Beams and Plasma Flows*, 2004, pp. 258–262.

40. Shulov V.A., Remnev G.E., Nochovnaya N.A. [Ion-beam processing technology turbine engine compressor blades from titanium alloys using powerful beams of nanosecond]. *Aviatsionnaya promyshlennost'*, 1992, no. 2, pp. 12–18. (in Russ.)

41. Paykin A.G., Shulov V.A., Engel'ko V.I., Tkachenko K.I., Krainikov A.V., L'vov A.F., Teryaev A.D. [Cratering on the surfaces of the heat-resistant steel 15H16K5N2MVFAB-W by irradiating high-current pulsed electron beams]. *Uprochnyayushchie tekhnologii i pokrytiya*, 2006, no. 10 (22), pp. 9–14. (in Russ.)

42. Belov A.B., Bytsenko O.A., Krainikov A.V., L'vov A.F., Novikov A.S., Paykin A.G., Teryaev A.D., Teryaev D.A., Tkachenko K.I., Shulov V.A., Engel'ko V.I. *Sil'notochnye impul'snye elektronnye puchki dlya aviatsionnogo dvigatelestroeniya* [Intense pulsed electron beams for the aircraft engine]. Moscow, Dipak Publ., 2012, 291 p. (in Russ.)

43. Volkov N.B., Maier A.E., Yalovets A.P. [On the mechanism of cratering on solid surfaces exposed to an intense charged particle beam]. *Technical Physic.*, 2002, vol. 47, no. 8, pp. 968–977.

44. Volkov N.B., Mayer A.E., Talala K.A., Yalovets A.P. [On the mechanism of crater formation on solid surfaces when exposed to intense charged particle beams]. *Pis'ma v ZhTF*, 2006, vol. 32, no. 10, pp. 20–28. (in Russ.)

45. Richtmyer R.D. Taylor Instability in Shock Acceleration of Compressible Fluids. *Comm. on Pure and Appl. Math.*, 1960, vol. XII, pp. 297–319.

46. Meshkov E.E. [The instability of the interface between the two gases accelerated by the shock wave]. *Izv. AN SSSR, Mekhanika zhidkosti i gaza*, 1969, no. 5. pp. 151. (in Russ.)

47. Leyvi A.Ya., Mayer A.E., Shulov V.A., Yalovets A.P. [Influence of irradiation parameters low-current pulsed beams of charged particles and the initial state of the surface of solid targets on their microrelief]. *Uprochnyayushchie tekhnologii i pokrytiya*, 2008, no. 11, pp. 22–30. (in Russ.)

48. Astashynski V.M., Leyvi A.Y., Talala K.A., Uglov V.V., Cherenda N.N., Yalovets A.P., [Change in the relief of a target surface treated by compression plasma flows]. *Journal of Surface Investigation*, 2013, vol. 7 no. 5, pp. 1005–1012. DOI: 10.7868/S0207352814060055

49. Uglov V.V., Anishchik V.M., Astashinskiy V.V. [Submicron cylindrical structure when exposed to the silicon surface compression plasma flow]. *Pis'ma v ZhETF*, 2001, vol. 74, no. 4, pp. 234–236. (in Russ.)

50. Rotshteyn V.P., Markov A.B., Shevchenko N., Reuther H., Oskomov K.V., Shulov V.A. [Pulsed electron-beam doping the zirconium alloy BT6 by mixing pre-precipitated multilayered Zr / Ti film]. *Pis'ma v ZhTF*, 2008, vol. 34, no. 20, pp. 65–72. (in Russ.)

51. Rotshtein V.P., Markov A.B., Ivanov Yu.F., Karlik K.V., Uglov B.V., Kuleshov A.K., Novitskaya M.V., Dub S.N., Pauleau Y., Thiery F., Shulepov I.A. Pulsed Electron-Beam Melting of Cu-Steel 316 System: Evolution of Chemical Composition and Properties. *Proceedings of the 6th Int. Conf. on Modification of Materials with Particle Beams and Plasma Flows*, Tomsk, 2002, pp. 258–263.

52. Rotshteyn V.P., Markov A.B. [Surface modification and alloying metallic materials low-current low-energy electron beams]. *Vestnik TGPU. Seriya: Estestvennye i tochnye nauki*, 2006, no. 6 (57), pp. 11–18. (in Russ.)

53. Kalin B.A., Volkov N.V. [Some features of doping atoms from the polycrystalline material multi-layer films by irradiation systems “film-substrate” argon ion beam with a broad energy spectrum]. *The 6th international conference on modification of materials with particle beams and plasma flows*. Tomsk, 2002, pp. 353–358. (in Russ.)

54. Sisodia V., Jain I.P. Mixing induced by swift heavy ion irradiation at Fe/Si interface. *Bull. Mater. Sci.*, 2004, vol. 27, no. 4, pp. 393–394.

55. Mueller G., Bluhm H., Heinzl A., Schumacher G., Strauss D., Weisenburger A., Zimmermann F., Engelko V., Shulov V., Notchovnaya N. Application of pulsed electron beams for improvement of material surface properties. *Proceedings 6th Int. Conf. on Modification of Materials with Particle Beams and*

Plasma Flows. Tomsk, 2002, p. 328.

56. Gershuni G.Z., Zhukhovitskiy E.M. *Konvektivnaya neustoychivost' neszhimaemoy zhidkosti* [Convective stability of incompressible fluid]. Moscow, Nauka Publ., 1972. 285 p.

57. Talala K.A., Leyvi A.Ya., Yalovets A.P. [Diffusion mass transfer in a multi-target under the influence of intense energy flows.]. *FKhOM*, 2011, no. 4, pp. 13–19. (in Russ.)

58. Volkov N.B., Leivi A.Y., Talala K.A., Yalovets A.P. [Thermocapillary convection in a target irradiated by an intense charged particle beam]. *Technical Physics*, 2010, vol. 55, no. 4, pp. 484–490.

59. Leivi A.Ya., Yalovets A.P., Krasnikov V.S. The Liquid-Phase Mass Transfer of Material in the Film–Substrate System Exposed to Intense Energy Flows. *High Temperature Material Processes*, 2013, vol. 17(1), pp. 15–23.

60. Dudarev E.F., Kornienko L.A., Lykov S.V., Markov A.B., Pochivalova G.P., Rotshteyn V.P., Chubenko T.Yu. [The dislocation substructure formed by irradiation of iron low-energy high-current electron beam]. *Izv. vyssh. ucheb. zaved. Fizika*, 1993, vol. 36, no. 5. pp. 42–47. (in Russ.)

61. Krasnikov V.S., Mayer A.E. Numerical investigation of the change of dislocation density and microhardness in surface layer of iron targets under the high power ion- and electron-beam treatment. *Surf. Coat. Technol.*, 2012, vol. 212, pp. 79–87.

62. Pogrebnyak A.D., Mikhailov A.D., Pogrebnyak N.A., Tsvintarnaya Yu.V., Lavrentiev V.I., Ijashenko M., Valyaev A.N., Bratushka S., Zecca A., Sandrik R. Evolution of vacancy defects and dislocations in surface layers of iron as a result of pulsed electron beam treatment. *Physics Letters, A*, 1998, vol. 241, pp. 357–363.

63. Proskurovsky D.I., Rotshtein V.P., Ozur G.E., Ivanov Yu.F., Markov A.B. Physical foundations for surface treatment of materials with low energy, high current electron beams. *Surf. Coat. Technol.*, 2000, vol. 125, pp. 49.

64. Uglov V.V., Anishchik V.M., Cherenda N.N., Sveshnikov Yu.V., Astashynski V.M., Kostyukovich E.A., Kuzmitski A.M., Askerko V.V. The formation of a tungsten containing surface layer in a carbon steel by compression plasma flow. *Surf. Coat. Technol.*, 2008, vol. 202, pp. 2439–2442. DOI: 10.1016/j.surfcoat.2007.08.045

Received 27 October 2015

ОБРАЗЕЦ ЦИТИРОВАНИЯ

Модификация свойств конструкционных материалов интенсивными потоками заряженных частиц и плазмы / А.Я. Лейви, К.А. Талала, В.С. Красников, А.П. Яловец // Вестник ЮУрГУ. Серия «Машиностроение». – 2016. – Т. 16, № 1. – С. 28–55. DOI: 10.14529/engin160103

FOR CITATION

Leyvi A.Ya., Talala K.A., Krasnikov V.S., Yalovets A.P. Modification of the Constructional Materials with the Intensive Charged Particle Beams and Plasma Flows. *Bulletin of the South Ural State University. Ser. Mechanical Engineering Industry*, 2016, vol. 16, no. 1, pp. 28–55. (in Russ.) DOI: 10.14529/engin160103