

УДК 537.533.9:539.51

МОДЕЛЮВАННЯ ТЕПЛОВОЇ ДІЇ СИЛЬНОСТРУМОВОГО РЕЛЯТИВІСТСЬКОГО ЕЛЕКТРОННОГО ПУЧКА НА ТИТАНОВИЙ СПЛАВ VT1-0**В.В. Литвиненко^{1,3}, А.Г. Пономарьов², О.А. Старцев³, В.Т. Уваров²**¹*Інститут електрофізики та радіаційних технологій НАН України
61002, Харків 2, вул. Чернишевського, 28, а/с 8812*²*ННЦ Харківський фізико-технічний інститут НАН України
61108, Харків, вул. Академічна, 1*³*Харківський національний університет імені В.Н. Каразіна
61108 м. Харків, пл. Свободи, 4*E-mail: startsev-olexandr@rambler.ru

Received 17 February 2012, accepted 14 May 2012

Досліджено модифікуючий вплив трубчастого імпульсного сильнострумового релятивістського електронного пучка на титанову мішень зі сплаву VT1-0. Побудовано математичну модель динаміки температурного поля взаємодії пучка з мішенню, відповідно до якої здійснено чисельний аналіз. Встановлено взаємозв'язок між характеристиками мікроструктури і чинниками дії опромінення – абляційних процесів і температурного поля. Розглянуто механізм кратероутворення. Описано внесок продуктів конденсації абляційного викиду на формування структури приповерхневого шару.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: абляційні процеси, електронний пучок, гідродинамічне розпилення, кратероутворення.

SIMULATION OF THERMAL EFFECTS OF HIGH-CURRENT RELATIVISTIC ELECTRON BEAM ON THE TITANIUM ALLOY VT1-0**V.V. Lytvynenko^{1,3}, A.G. Ponomarev², O.A. Startsev³, V.T. Uvarov²**¹*Institute of electrophysics and radiation technologies of NAS Ukraine
61002, Kharkiv 2, Chernyshevskogo st., 28, m/b 8812*²*NSC Kharkiv institute of physics and technology
61108, Kharkiv, Akademichna st., 1*³*V.N. Karazin Kharkiv national university
61022, Kharkiv, Svobody Sq., 4*

Modifying impact of the cannular pulse high current relativistic electron beam on the titanium VT1-0 alloy lamina target is observed. The mathematical model of temperature field of beam-target interaction is constructed and thereafter numerical analysis are carried out. Linkages between microstructure characteristics and exposure factors (temperature field and ablative processes) are ascertained. The process of crater formation is considered. It is describing the influence of condensed process of ablative release on the surface layers structure.

KEY WORDS: ablative processes, electron beam, hydrodynamic sputtering, crater formation.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕПЛОВОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ СИЛЬНОТОЧНОГО РЕЛЯТИВИСТСКОГО ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА НА ТИТАНОВЫЙ СПЛАВ VT1-0**В.В. Литвиненко^{1,3}, А.Г. Пономарев², А.А. Старцев³, В.Т. Уваров²**¹*Інститут електрофізики та радіаційних технологій НАН України
61002, Харків 2, вул. Чернышевского, 28, а/я 8812*²*ННЦ Харьковский физико-технический институт НАН Украины
61108, Харьков, ул. Академическая, 1*³*Харьковский национальный университет имени В.Н. Каразина
61108, Харьков, пл. Свободы, 4*

Изучено модифицирующее влияние трубчатого одноимпульсного сильноточного релятивистского электронного пучка на титановую мишень из сплава VT1-0. Построена математическая модель динамики температурного поля взаимодействия пучка с мишенью, соответственно которой проведен численный анализ. Установлена взаимосвязь между характеристиками микроструктуры и факторами действия облучения – абляционных процессов и температурного поля. Рассмотрен механизм кратерообразования. Описан вклад процесса конденсации продуктов абляционного выброса в формирование структуры приповерхностного слоя.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: абляционные процессы, электронный пучок, гидродинамическое распыление, кратерообразование.

Створення нових функціональних матеріалів із заданими властивостями та прогнозування їх поведінки під дією різноманітних експлуатаційних чинників є однією з актуальних задач прикладної фізики. Відомим підходом до її вирішення є застосування концентрованих потоків енергії при обробці матеріалів [1], зокрема сильнострумових релятивістських електронних пучків (СРЕП). Вплив СРЕП складається із наступних чинників: радіаційного, термічного, ударно-хвильового впливів та впливу, зумовленого проходженням електричного струму.

Результатом модифікуючої дії СРЕП є, як правило, зміна мікротвердості, корозійної та ерозійної стійкостей, електрофізичних та механічних властивостей [2], що є наслідком структурно-фазових перетворень.

Зазначимо, що прикладне застосуванням СРЕП може також полягати в тестових дослідженнях стійкості матеріалів, що використовуються в космічному машинобудуванні, до бомбардування потоками мікрометеоритів, частинками космічного «сміття» та природними джерелами іонізуючого випромінювання [3,4]. Разом з тим одним з основних механізмів, які зумовлюють вказані зміни, є істотний термічний вплив пучка, особливо в режимах опромінення, коли густина потоку енергії є достатньою для переплаву приповерхневих шарів мішені.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧІ

Зважаючи на те, що протягом дії імпульсу відбувається низка фазових перетворень: тверде тіло – рідина – газ – конденсація – затвердіння, виникає необхідність побудови адекватної теплофізичної моделі, яка здатна враховувати процеси зумовлені абляцією мішені, твердотільні фазові перетворення, зміну теплоємності по мірі зростання температури тощо. Важливим є розгляд динаміки температурного поля в часовому масштабі меншому за тривалість імпульсу для більш повного розуміння послідовності процесів, що відбуваються в мішені, зокрема, конденсації на поверхню продуктів абляційного викиду. Верифікацію розробленої моделі доцільно проводити на прикладі промислового сплаву, в якому б відбувалися також твердотільні фазові перетворення, та який становить інтерес для технологій радіаційної модифікації.

Метою роботи є побудова моделі еволюції теплового поля в опроміненій титановій мішені, виявлення взаємозв'язку між структурою і властивостями зразка та результатами моделювання.

МАТЕРІАЛИ ТА МЕТОДИ

Проведено опромінення пластинки товщиною 2 мм з титанового сплаву ВТ1-0 (таблиця) трубчастим СРЕП прискорювача МІГ-1 (ННЦ ХФТІ) з такими параметрами електронного пучка: енергія електронів $\sim 0,35$ МеВ, струм пучка ~ 2 кА, тривалість імпульсу ~ 5 мкс. Опромінення мішені одноразовим імпульсом здійснено у вакуумній камері прискорювача при тиску ($10^{-4} \dots 10^{-5}$) Тор. Внутрішній радіус пучка близько 1,5 см, зовнішній $\sim 2,3$ см, товщина стінки пучка $\sim 0,8$ см. Лінійні розміри пластини більші за характерні розміри області взаємодії. Пластина закріплена на колекторі, маса якого значно перевищувала масу мішені. Зроблено аналіз зламів опроміненого та неопроміненого зразків із сплаву ВТ1-0 на растровому електронному мікроскопі JEOL JSM-840. Проведено металографічні дослідження за допомогою оптичного мікроскопу МІМ-8М у світлому та темному полях.

Таблиця

Відсотковий елементний склад сплаву ВТ1-0

Марка сплаву	Хімічні елементи, %						
	Ti	Si	Fe	O	H	N	C
ВТ1-0	99,33	0,10	0,25	0,20	0,010	0,04	0,07

Для повного розуміння взаємодії СРЕП з мішенню, необхідно досягнути цілісної картини взаємозв'язку всіх процесів, які відбуваються. Абляція розпочинається при перевищенні порогової густини енергії, про що свідчить добре досліджена лазерна абляція [5,6], що супроводжується різким збільшенням розпилення металу. Але на відміну від лазерної, при електронній абляції характерна глибина поглинання значно більша і максимум енерговиділення знаходиться на третині лінійної глибини проникнення пучка. Особливості проникної здатності СРЕП зумовлюють суттєві відмінності перебігу фізичних процесів, ніж при лазерному опроміненні [5], а саме більш деструктивний рівень пошкоджень мішені при рівних потужностях [4]. Основними факторами, які визначають структурно-фазовий стан і властивості приповерхневих шарів матеріалу, є розподіл полів температур та термомеханічних напружень [7].

Нами здійснено чисельне моделювання еволюції профілю енерговиділення та температурного поля. Для розрахунку профілю енерговиділення S у титановій мішені, скористалися напівемпіричним методом розрахунку профілів, який висвітлений у роботі [8], при нормальному падінні пучка електронів, врахувавши при цьому багаторазове розсіювання електронів та наявність δ -електронів. Відповідно до моделі, обчислена повна енергія, що виділена пучком у мішені. Щоб знайти температурне поле, потрібно знати не тільки профіль енерговиділення, але врахувати і динаміку абляційних процесів, локалізацію напружень, характеристику плазмової хмарини, імпульс віддачі, а також особливості мікроструктури, шорсткуватість поверхні. Оскільки тривалість імпульсу становить 5 мкс, що значно перевищує час електрон-фононної релаксації τ_r , можна розглянути даний випадок у наближенні звичайної моделі теплопровідності. Розв'язання даної задачі ускладнене. Спрощено, температурне поле можна знайти як поле, що індукується тільки енерговиділенням [4,9] (1). Оскільки основним складником сплаву ВТ1-0 є титан (понад 99%), використовуємо термодинамічні коефіцієнти титану. Зазначаємо, що фононна та променева теплопровідності є малими у порівнянні з електронною в інтервалі температур $10 \div 4000$ °С.

Математична модель еволюції теплового поля побудована за релаксаційною моделлю теплового потоку \vec{q} (1), для якого рівняння енергетичного балансу задаємо (2). Оскільки теплоємність сплаву при цьому

рівномірно зростає, її апроксимуємо лінійною функцією від температури (3).

$$\tau_r \frac{\partial \bar{q}}{\partial t} + \bar{q} + \lambda \nabla T = 0. \quad (1)$$

$$\zeta \int S(r) dt = \int c(T) m(r, T) dT + Q_{\alpha \leftrightarrow \beta}^{Ti}(r, T_{\alpha \leftrightarrow \beta}) + Q_{melt}^{Ti}(r, T_{melt}) + Q_{ev}^{Ti}(r, T_{ev}) + A(r, T), \quad (2)$$

$$c(T) = 517,5 + 0,2524T, \quad (3)$$

де $c(T)$ – теплоємність; T , °C; $S(r)$ – енерговиділення; ζ – розмірний коефіцієнт. Враховуємо приховану теплоту фазових переходів $Q_{\alpha \leftrightarrow \beta}^{Ti}$, плавлення Q_{melt}^{Ti} , кипіння Q_{ev}^{Ti} титану, неоднорідність розподілу густини струму. Член $A(r, T)$ вносить корективи у модель, враховуючи сублимацію приповерхневого шару матеріалу, екранування пучка газозво-крупельною хмариною, втрати на іонізацію, появи зарядово-струмового відображення, тощо. Розв'язана задача дифузії теплового поля методом скінченних різниць. Слід зазначити, що пластина закріплена міцно на товстому аноді, тоді можна знехтувати однією зовнішньою граничною умовою та розв'язувати задачу для півбезкінченного простору. Диференційно-різницева задача розв'язана використанням схеми Кранка-Ніколсона на ортогональній неструктурованій сітці із кроком по часу $\tilde{\tau}$, при цьому промодельовано вплив різних граничних умов на швидкість охолодження. Важливість граничних умов процесу охолодження пластинки пояснюється тим, що вони безпосередньо впливають на вихідну мікроструктуру мішені, яка добре досліджена експериментально. Математична 1D модель процесів теплопровідності має вигляд:

$$\begin{cases} \tau_r \frac{\partial^2 T}{\partial t^2} + \frac{\partial T}{\partial t} = a \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + b \frac{\partial T}{\partial x} + fT; \\ \alpha \left. \frac{\partial T(x, t)}{\partial x} \right|_{x=0} + \beta T(x, t)|_{x=0} = \varphi_0(t), \quad t > 0; \\ T(x, t)|_{t=0} = \psi(x), \quad 0 \leq x \leq l; \\ \tau \gg \tilde{\tau} \gg \tau_r \end{cases} \quad (4)$$

РЕЗУЛЬТАТИ ТА ОБГОВОРЕННЯ

Взаємодія СРЕП із мішенню призвела до сильної пластичної деформації останньої. Проведений попередній металографічний аналіз поперечного зрізу допоміг визначити максимальну глибину кратера $h=0,4$ мм, що становить близько двох характерних глибин поглинання $R_{surf}^{50\%} = 0,2$ мм. Це свідчить про стимульовану емісію речовини основи внаслідок абляційних процесів [9]. На границі кратера знаходяться брусфери висотою до 50 мкм, внутрішня основа яких складається з рівноосних зерен розміром $l=20-40$ мкм, що подібне до мікроструктури неопроміненої мішені, але із численними внутрішньозеренними розорієнтованими тріщинами. Основа брусферів сформувалась внаслідок викиду оплавлених зерен із епіцентру взаємодії. Більш детальним є аналіз фрактограм поперечного злому, який дозволив виділити три характерні області (рис.1): переплаву (А), перехідну (В) та немодифіковану (С). Товщина шару А у центрі кратера 100 мкм, на периферії до 300 мкм. Товщина шару В становить до 1,1 мм. Для області С характерний ямковий рельєф руйнування рівноосної α -фази за механізмом в'язкого злому. Для області В характерний крихкий механізм руйнування, яскраво простежуються білі шари паралельно поверхні, область є безпоруватою сильно компактованою β -фазою, із незначними міжзеренними крихкими руйнуваннями. Дана область сформована під впливом швидкої теплової фіксації результатів ударно-хвильової дії на розплав. Область А сформована внаслідок швидкісного охолодження розплаву та конденсації газозво-крупельної хмари, що призвело до значних термомеханічних напружень, зумовивши накопичення структурних дефектів.

Рельєф зі значними міжзеренними руйнуваннями хаотично орієнтованих зерен β -фази та вкрапленнями α -фази, що є результатом сегрегації термічно активованих доданків, механізм руйнування – крихкий. В області А також наявні сліди ударно-хвильової дії у вигляді поверхонь різної густини.

Модифіковані багатозарові поверхневі покриття, як зазначають [7,10,11], мають унікальний комплекс фізико-технічних властивостей: вищі корозійну та кавітаційну стійкість, більшу твердість, міцність, тощо. Мікротвердість, наприклад, у центральній зоні області плавлення досягає максимуму. Особливі властивості пояснюють [1, 4-7, 9] швидкістю охолодження та нагрівання матеріалу. Швидкісний нагрів зумовлює виникнення плазмової, газозво-крупельної хмарини з газів, що десорбовані мішенню [12], оплавлених зерен, сублимованих, випаруваних окремих атомів. Відбувається відрив від основи зерен через швидке теплове

розширення, «струшування» ударними хвилями. Формування кратеру та хмарини розпочалось при температурах поверхні менших температури плавлення основи [11,13]. Розвиваються нерівності на поверхні, у приповерхневому шарі виникає перегріта рідина, яка дедалі нагріваючись, досягає границі своєї термодинамічної стабільності та зазнає “вибухового” фазового переходу до двофазної суміші пару та рідких крапель. Існує яскраво виражений поріг для ежекції крапель, а також різке зростання швидкості абляції при досягненні порогової інтенсивності з врахуванням ефекту накопиченої дози, що інтерпретується як свідчення переходу від нормального випаровування до фазового вибуху. Зважаючи на виникнення значних температурних градієнтів та релаксації тиску в мішені, виникає гідродинамічне розпилення, яке супроводжується генерацією великих (у мікрометровому діапазоні) рідких крапель на поверхні. Емісія ще більших крапель, зерен викликана термомеханічними ефектами: деформацією та руйнуванням матеріалу мішені внаслідок термопружних напруг, зумовлених електронним нагрівом. При швидкому нагріванні у мікросекундному діапазоні тривалостей імпульсу встановлення механічної рівноваги в об’ємі відбувається у режимі локалізації напруг.

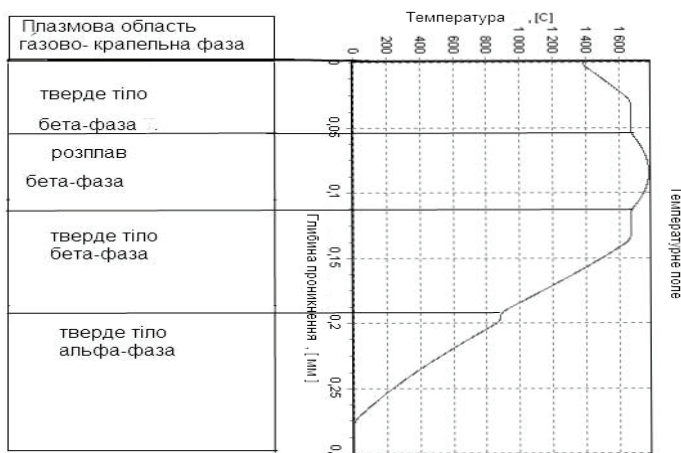
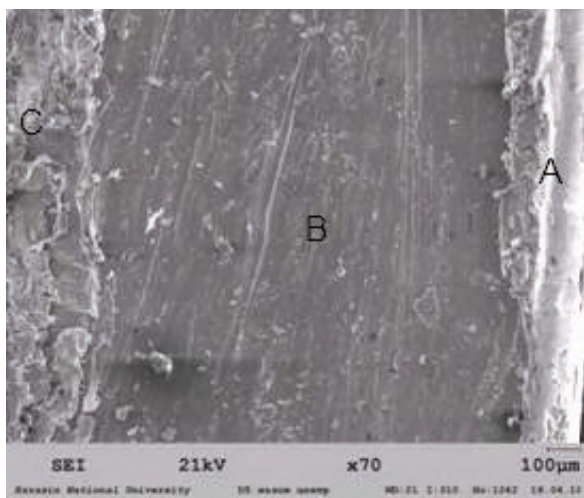


Рис.1. Фрактограма поперечного злому області у центрі кратера опроміненого зразка. Рис.2. Шарова будова матеріалу після опромінення $j=6MA/m^2$.

Характерна глибина проникнення менша ніж глибина кратеру, згідно металографічних досліджень. Це пояснюється саме термомеханічним механізмом абляції: величина напруг може перевищити границю динамічної міцності на розрив матеріалу мішені, зумовлюючи утворення тріщини, розпилення рідини із області розплаву (рис.2, область розплаву β-фази). Користуючись результатами роботи [14], можна визначити, що область розплаву до виникнення тріщини є областю високого тиску до 3 ГПа. А на саму фокусну пляму діє тиск [10] утвореної плазми (5):

$$P = \omega(\gamma - 1), \tag{5}$$

де γ – відношення питомих теплоємностей твердого тіла та газопоплазмової хмарини, ω – об’ємна густина енергії. При розкритті тріщини відбувається різкий перепад тиску, внаслідок чого виникає кавітація, доспінодальний фазовий вибух (вибухове закипання). Прилегле до тріщини тверде тіло, яке формує її стінки, зазнає механічного руйнування та відколу, при цьому зносяться краї кратеру. Після завершення опромінення та релаксації механічних напружень, відбувається охолодження пластини, визначальним механізмом у формуванні мікроструктури є конденсація продуктів абляції.

Слід зазначити, що перевищення порогу фазового вибуху [14], можливе за швидкості нагрівання $V = 0,5 GK / s$ (рис.3), тоді фазовий вибух, із врахуванням неоднорідності пучка та його можливої філаментатії, є цілком ймовірним. Максимальна можлива швидкість нагрівання перевищує $V = 3,1 GK / s$ (без філаментатії пучка). Зі збільшенням тривалості опромінення, швидкість нагрівання має тенденцію до зменшення. Швидкість охолодження знаходимо за певної граничної умови (4). Швидке охолодження [4,6,7,10] поверхневої області пояснюється вибуховим розпадом та викидом із поверхні перегрітого матеріалу, що призводить до миттєвого перетворення кінетичної енергії теплового руху частинок у потенціальну енергію розпаду матеріалу та енергію направлено руху створеної хмаринки продуктів абляції. У найпростішому випадку, можна знехтувати конвекційним членом ($b \rightarrow 0$) у (4), а за граничну умову прийняти $T|_{x=0} = 0$, тоді отримаємо наступний профіль охолодження поверхні мішені (рис.4, А). Дане наближення не враховує того, що абляційні процеси продовжуються деякий час після опромінення, при цьому температура поверхні не знижується суттєво. У даному випадку (рис.4, В), за крайову умову можна прийняти (6):

$$\alpha \left. \frac{\partial T(x,t)}{\partial x} \right|_{x=0} + \beta T(x,t)|_{x=0} = \frac{q^{\max} t}{\tau} (t - \tau), \quad (6)$$

де q^{\max} – максимальне значення густини теплового потоку, α – коефіцієнт теплопровідності сплаву, а β – коефіцієнт теплообміну.

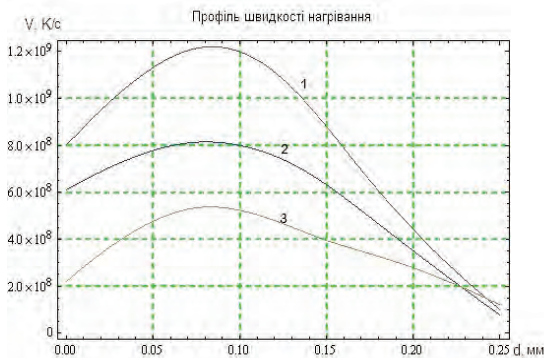


Рис.3. Профіль нагрівання при $j = 8 \text{ MA} / \text{m}^2$, де 1 – час опромінення 100 нс; 2 – 1 мкс; 3 – 2 мкс.

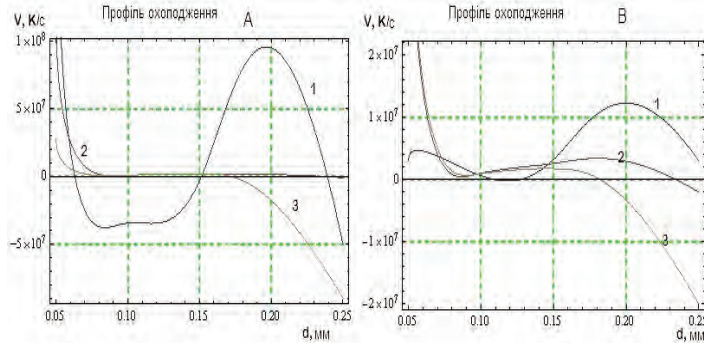


Рис.4. Профіль охолодження при $j = 4 \text{ MA} / \text{m}^2$, де 1 – час дифузії температурного поля 6 мкс; 2 – 10 мкс, 3 – 20 мкс. А-профіль без врахування продовження абляційних процесів після опромінення, В- профіль з їх врахуванням.

За такої умови, температура буде ще зростати залежно від густини потоку протягом (30...300) нс після завершення опромінення. Особливим механізмом утворення області переплаву є саме конденсація газоповерхневої фази на поверхню. Але недоліком даної моделі є нездатність визначення швидкості охолодження газової фази. Для виникнення належного покриття з властивостями області А шляхом конденсації газової фази, необхідна швидкість охолодження до 10^{14} K/s [4], що у рамках введеної моделі не є можливим. Зате конденсація рідкої фази зі швидкостями порядку $10^7 \div 10^9 \text{ K/s}$ цілком описується.

ВИСНОВКИ

Запропонована модель еволюції температурного поля в металевій мішені, що опромінюється сильноточним пучком релятивістських електронів узгоджується з експериментально встановленими перетвореннями внутрішнього структурно-фазового стану зразка зі сплаву ВТ 1-0. Властивості модифікованого за допомогою СРЕП зразка значною мірою пояснюються еволюцією теплового поля та ударно-хвильової дії. Визначальними у формуванні шарової приповерхневої структури є потужність, форма пучка, швидкості нагрівання та охолодження опроміненого зразка. Суттєвим для створення нових матеріалів за допомогою концентрованих потоків енергії є умова виникнення перегрітої рідини, що є причиною вибухового фазового переходу, та забезпечення охолодження, достатнього для фіксації метастабільних та аморфних фаз для досягнення необхідних механіко-технічних показників.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Vozdeystvie kontsentririvanykh potokov energii na materialy / Spravochnik pod red. N.N. Rykalina.- M.: Nauka, 1989.-268s.
2. Belozerov V.V., Donets S.E., Klepikov V.F. i dr. Fiziko-mekhanicheskie svoystva staley 12Kh21N5T i 08Ch18N10T, obluchennykh sil'notochnym trubchatym rilyativistskim elektronnym puchkom v rezhime ablyatsii // Fizicheskaya inzheneriya poverkhnosti. – 2011. - T.9, №2. - S.170-175.
3. Demidov B.A., Martynov A.I. Eksperimental'noe issledovanie udarnykh voln, vzbuzhdaemykh s pomoshch'yu sil'notochnogo rilyativistskogo elektronogo puchka v metallakh // ZhETF. – 1981. - T.50, vyp.2. - S.738-744.
4. Akishin A.I. , Novikov L.S., Chernykh V.N.. Vozdeystvie na materialy i elementy oborudovanie kosmicheskikh apparatov vakuuma, chastits ionosfernoy plazmy i solnechnogo ul'trafiyolietovogo izlucheniya // Novye naukoemkie tekhnologii v tekhnike.- M.: ZAO NII «ENTSITEKH», 2000. - S.100-138.
5. Zhigiley L.V., Levegl' E., Ivanov D.S., Lin Zh., Volkov A.N.. Modelirovanie korotkoimpul'snoy lazernoy ablyatsii metodom molekulyarnoy dinamiki: mekhanizmy ezheksii materiala i formirovaniya nanochastits // Teoreticheskie podkhody i modelirovanie protsessov. – 2009. - S.147-226.
6. Pathak K.A. Computational modeling of plume dynamics in multiple pulse laser ablation of carbon // University of Akron. - 2005.
7. Chernov I.P., Ivanova S.V., Krening M.Kh. i dr. Svoystva i strukturnoe sostoyanie poverkhnostnogo sloya tsirkonievogo сплава, modifitsirovannogo impul'snym elektronnym puchkom i насыщennого водородом // ZhTF. – 2012. - T.82, vyp.3. - S.81-87.
8. Gann V.V., den Khartog G.V. i dr. Issledovanie profilya energovydeleniya v NaCl pri elektronnom obluchenii //VANT. – 2005. - №5. - S.32-35.Nahen Kester, Vogel Alfred. Plume dynamics and shielding by the ablation plume during Er:YAG laser ablation // Journal of Biomedical Optics. – 2002. – Vol.7, №2. - P.163-178.
9. Kester N., Vogel A. Plume dynamics and shielding by the ablation plume during Er:YAG laser ablation //Journal of Biomedical

Optics. – 2002. – Vol.7, №2. - P.163-178.

10. Demidov B.A., Ivkin M.V., Obukhov V.V., Tomashchuk Yu.F. Dinamicheskie kharakteristiki vzaimodeystviya moshchnykh REP s tolstymi anodami // ZhTF. – 1980. – T.50, vyp.10. – S.2209-2214.
11. Donets S.E., Kivshik V.F., Klepikov V.F., Litvinenko V.V., Ponomarev A.G., Uvarov V.T. Ablyatsiya mednykh misheney pri obluchenii sil'notochnym trubchatym puchkom relyativistskikh elektronov // Fizika i khimiya obrabotki materialov. – 2011. - №2. - S.8-12.
12. Volkov N.B., Mayer A.E., Yalovets A.P. O mekhanizme krateroobrazovaniya na poverkhnosti tverdykh tel pri vozdeystvii intensivnykh puchkov zaryazhennykh chastits // ZhTF. – 2002. – T.72, vyp.8. - S.34-43.
13. Kovalevski S.D., Gilgenbach R.M., Ang L.K., Lau Y.Y. Dynamics of electron beam ablation of silicon dioxide measured by laser resonance absorption photography // Applied physics letters. – 1998. - Vol.73, №18. - P.2576-2578.
14. Martynyuk M. M., Tamanga P.A., Kravchenko N.Yu.. Diagramma sostoyaniy titana v oblasti fazovogo perekhoda zhidkost'-par // Vestnik RUDN, seriya fizika. – 2002. - №10, vyp.1. - S.121-125.