

ОПТИМИЗАЦИЯ ЭНЕРГОВЫДЕЛЕНИЯ СИЛЬНОТОЧНОГО РЕЛЯТИВИСТСКОГО ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА ПРИ МОДИФИКАЦИИ ПОВЕРХНОСТИ НЕРЖАВЕЮЩЕЙ СТАЛИ

С.Е. Донец, В.Ф. Клепиков, В.В. Литвиненко, А.Г. Пономарев¹, В.Т. Уваров¹

Институт электрофизики и радиационных технологий НАН Украины (Харьков)

Украина

¹Национальный научный центр "Харьковский физико-технический институт"

Украина

Поступила в редакцию 03.09.2010

Разработано примышенное устройство, позволяющее обеспечивать более равномерную плотность тока пучка, приходящего на мишень. С применением метода конечных элементов были проведены расчеты влияния элементов устройства на траектории ускоренных электронов. Экспериментально обнаружен эффект уплотнения зоны испарения облучаемой мишени при использовании примышенного устройства.

Ключевые слова: микроструктура, модификация поверхности, сильноточный электронный пучок, траектория частиц.

Розроблено примышений пристрій, що дозволяє забезпечити більш рівномірний розподіл щільності струму пучка, що приходить на мішень. За використання методу скінчених елементів були проведені розрахунки впливу елементів пристрою на траєкторії прискорених електронів. Експериментально було виявлено ефект ущільнення зони випаровування опромінюваної мішені при використанні примышеного пристрою.

Ключові слова: микроструктура, модифікація поверхні, сильно струмовий електронний пучок, траєкторія частинок.

Near target device has been developed, allowing to provide more uniform current density of the beam coming on a target. By using finite elements method calculations the influence of arrangement parts on a trajectory of the accelerated electrons have been carried out. The compaction effect of the evaporation region of an irradiated target was found in case when neartarget device has been used diagnostics.

Keywords: microstructure, surface modification, high current electron beam, particle trace.

ВВЕДЕНИЕ

Важной стадией разработки технологий получения покрытий на поверхности материалов с использованием сильноточных импульсных пучков электронов является обеспечение управляемого процесса испарения наносимого вещества. Использование для этих целей сильноточных релятивистских электронных пучков открывает возможность синтеза покрытий с заданными прочностными, теплофизическими, электрофизическими и другими характеристиками. Вместе с тем, учитывая импульсный характер воздействия на испаряемую мишень и высокие значения выделяемой энергии, возникает задача обеспечения равномерности распределения поглощенной дозы по поверхности а также уплотнения пучка. Это связано с тем, что наличие в сечении пучка зон с повышенной плотнос-

тью тока приводит к неравномерному испарению материала мишени. Также в ряде случаев является важным управление полем выброса газоплазменного факела. Для создания электронного пучка заданной геометрии применяются электронно-оптические системы, которые могут использовать либо только электрическое либо электромагнитные поля. В тоже время известно, что движение сильноточного электронного пучка приводит к возникновению значительных собственных полей, создаваемых всеми частицами пучка, причем воздействие на пучок собственного магнитного поля наблюдается только при релятивистских скоростях движения пучка [1].

При движении сильноточных пучков вблизи различных сред появляется зарядово-токовое изображение, из-за чего возникает боковая сила, которая существенно меняет перво-

начальную траекторию пучков. Это свойство сильноточных пучков интересно с точки зрения управления траекторией при транспортировке таких пучков, искривления траектории и даже получения на этой основе замкнутых электронных колец без использования электромагнитного поля.

Для решения задачи самофокусировки пучка благодаря собственным и индуцированным электромагнитным полям была поставлена задача разработки программного кода который моделирует электронные релятивистские пучки в трехмерном пространстве, ограниченном конструкцией примышенных вставок и камерой дрейфа.

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА

Для заряженной частицы массой покоя m_0 и зарядом q , имеющей скорость \vec{v} , находящейся в электромагнитном поле со скалярным электрическим потенциалом ϕ и векторным магнитным потенциалом \vec{A} релятивистская функция Лагранжа в прямоугольных координатах записывается следующим образом [1]

$$L = -m_0 c^2 \left[1 - \frac{1}{c^2} (\dot{x}^2 + \dot{y}^2 + \dot{z}^2) \right]^{\frac{1}{2}} - q\phi + q(xA_x + yA_y + zA_z). \quad (1)$$

А уравнение движения задается с помощью уравнения Лагранжа

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial L}{\partial \dot{\xi}_i} \right) - \frac{\partial L}{\partial \xi_i} = 0, \quad (i = 1, 2, 3) \quad (2)$$

преобразующегося к виду:

$$\begin{cases} \ddot{x} = \varsigma \left[-\frac{\partial \phi}{\partial x} - \frac{\dot{x}}{c^2} \chi + \dot{y} B_z - \dot{z} B_y \right] \\ \ddot{y} = \varsigma \left[-\frac{\partial \phi}{\partial y} - \frac{\dot{y}}{c^2} \chi + \dot{z} B_x - \dot{x} B_z \right] \\ \ddot{z} = \varsigma \left[-\frac{\partial \phi}{\partial z} - \frac{\dot{z}}{c^2} \chi + \dot{x} B_y - \dot{y} B_x \right] \end{cases}, \quad (3)$$

где $\varsigma = \sqrt{1 - \beta^2} \frac{q}{m_0}$, $\beta^2 = (\dot{r}^2 + r^2 \dot{\theta}^2 + \dot{z}^2) \cdot c^{-2}$,

$$\chi = \left(\dot{x} \frac{\partial \phi}{\partial x} + \dot{y} \frac{\partial \phi}{\partial y} + \dot{z} \frac{\partial \phi}{\partial z} \right).$$

Система дифференциальных уравнений (3) представляет релятивистское уравнение движения заряженной частицы.

В качестве модели пучка используется так называемая модель “частица в ячейке”, которая предполагает разбиение фазового пространства на малые подобласти, формы этих подобластей могут изменяться со временем, но в каждой подобласти остаются те же части, которые входили в начальную подобласть. Это позволяет не рассчитывать траектории каждой из частиц подобласти [2].

Моделирование методом “частица в ячейке”, для нашего случая, состоит из следующих операций в каждый момент времени:

- 1 – на временном шаге t , рассчитываются скалярный потенциал электрического и векторный потенциал магнитного полей исходя из распределения частиц на шаге t_{i-1} ;
- 2 – решается уравнение движения для каждой из частиц;
- 3 – вводятся новые частицы.

Данные шаги расчета продолжают до тех пор, пока не достигается постоянство расчетных частиц в объеме и пока координаты (функция распределения) частиц не будут удовлетворять заданной погрешности [3].

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ В РАСЧЕТНОЙ ОБЛАСТИ

Для обеспечения наибольшей гибкости для задания геометрии расчетной области, а также для единообразия подхода к решению задачи о распределении полей применяется метод конечных элементов.

В данной задаче отдельно производились расчеты электрического и магнитного полей.

Потенциал электрического поля:

$$-\nabla(\epsilon \nabla \phi) = f, \quad (4)$$

записывается со следующими граничными условиями

$$\phi|_{S_1} = \Phi_{S_1}, \quad (5)$$

и

$$\epsilon \nabla \phi|_{S_2} \cdot \vec{n} + \gamma \phi|_{S_2} = q, \quad (6)$$

где $S = S_1 + S_2$ – поверхность замыкающая расчетную область V ; \vec{n} – единичный вектор нормали, направленный из объема.

В соответствии с методом конечных элементов точечные источники заряда (правая

часть уравнения (4)), которыми являются большие частицы, можно представить, используя функцию Дирака

$$f = \sum_i q_i \delta(x - x_{q_i}) \delta(y - y_{q_i}) \delta(z - z_{q_i}), \quad (7)$$

где $(x_{q_i}, y_{q_i}, z_{q_i})$ – координаты точечного источника. В таком представлении заряд уже можно распределять по узлам конечного элемента.

Постановка задачи нахождения магнитного поля с учетом вихревых токов имела такой вид. В уравнении

$$\nabla \times \vec{H} = \vec{J}, \quad (8)$$

плотность тока \vec{J} может состоять из двух токов. В статическом случае это плотность тока электронного пучка. В случае если плотность тока пучка изменяется, т.е. в случае возникновения вихревых токов, \vec{J} представляет собой сумму плотностей тока пучка \vec{J}_s и инду-

цированного тока \vec{J}_i . Обозначив через σ проводимость материала, в котором возникает вихревой ток, можно записать закон Ома в дифференциальной форме

$$\vec{J}_i = \sigma \vec{E}, \quad (9)$$

где \vec{E} определяется из уравнения

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = -\nabla \times \left(\frac{\partial \vec{A}}{\partial t} + \nabla \varphi \right)$$

Предполагая, что \vec{E} индуцируется только благодаря изменяющемуся во времени векторному потенциалу магнитного поля \vec{A} (это имеет смысл, поскольку электрическое поле внутри проводящих тел камеры дрейфа, вызванное объемным зарядом пучка, равно нулю, т.к. заряд индуцируется на поверхности проводящих тел). Таким образом (8) преобразуется в (учтем что $\vec{H} = \frac{1}{\mu} \nabla \times \vec{A}$)

$$\nabla \times \left(\frac{1}{\mu} \nabla \times \vec{A} \right) + \sigma \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} = \vec{J}_s. \quad (10)$$

Дополним (10) начальным

$$\vec{A}(x, y, z, 0) = 0, \quad (11)$$

граничными условиями

$$\vec{A}|_{S_1} = \vec{P}, \quad (12)$$

$$\vec{n} \times (\nabla \times \vec{A})|_{S_2} = 0. \quad (13)$$

Плотность тока электронного пучка можно представить из дискретной модели следующим образом

$$\vec{J}_s = \sum_i q_i \vec{v} \delta(x - x_{q_i}) \delta(y - y_{q_i}) \delta(z - z_{q_i}), \quad (14)$$

Применение элементов высокого порядка увеличивает точность расчета, одновременно позволяя увеличить размер элементов, что уменьшает количество неизвестных в задаче. Однако, большие элементы с прямыми сторонами не позволяют моделировать криволинейные границы с требуемой точностью. Эта проблема решается применением изопараметрических элементов, поверхности и стороны которых могут быть криволинейными.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

По описанной ранее математической модели был составлен прикладной пакет вычисления электромагнитных полей и траекторий электронного пучка на языке программирования C++ с применением технологии OpenMP. Расчет одного прохождения пучком дрейфовой области ускорителя (длиной 0,25 м и количеством частиц около $10^4 \div 10^5$) занимал около 6 часов. Модельный электронный трубчатый пучок имел следующие параметры: ток пучка 2 кА; энергия частиц 300 кэВ. Расчет проводился для двух конфигураций примененной вставки (рис. 1). В результате расчета обнаружено значительное уменьшение толщины трубки электронного пучка на 37% при использовании только “конуса” на 43% при использовании “конуса в конусе”. Обнаружено также что существует некоторая граничная напряженность внешнего магнитного поля (около 1 Тл в нашем случае), за которой уже не наблюдается эффекта самофокусировки, значение которой зависит от геометрии прикатодной вставки.

Результатом расчетов были массивы координат и скоростей “больших частиц” для каждого расчетного момента времени.

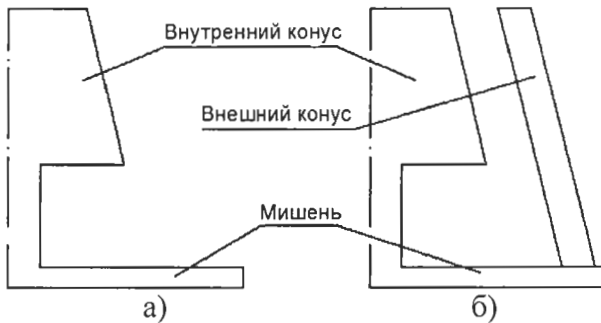


Рис. 1. Конфигурации примешенных вставок: а) – “конус”, б) – “конус в конусе”.

Расчет траекторий производился при таких варьируемых параметрах: скорость электронов; расстояние от мишени до основания фокусирующего конуса; длина фокусирующего конуса; значение внешнего магнитного поля; угол наклона образующей конуса к оси.

Образцы нержавеющей стали 12Х18Н10Т облучались трубчатым пучком электронов со следующими параметрами: фронт импульса 0,3 мкс; длительность импульса 6 мкс; ток пучка 2 кА; энергия частиц 300 кэВ [4]. Вдоль оси траектории пучка вблизи мишени размещались вставки на расстоянии 70 мм. Фрагменты поверхностей облученных мишеней представлены на рис. 2.

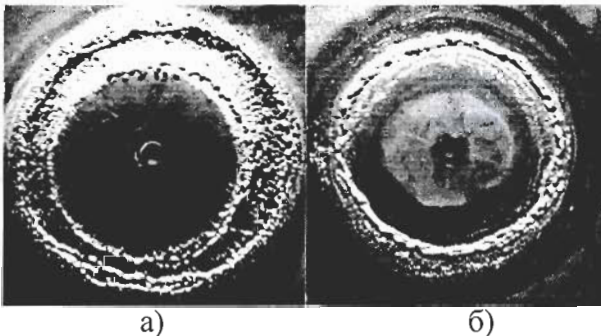


Рис. 2. След электронного пучка на мишени: а) – с прикатодной вставкой “конус”; б) – с прикатодной вставкой “конус в конусе”.

Как видно из рис. 2а, при использовании “конуса в конусе” зона испарения значительно более уплотненная. В процессе проведения эксперимента следов оплавления не наблюдалось ни на внутреннем конусе ни на внешнем, не изменялась и величина выноса массы материала в результате испарения мишени в случае со вставками. Следовательно, подобные вставки действительно позволяют оптимизировать распределение плотности тока электронного пучка, в зависимости от

требуемых операций. Например, при получении материалов из продуктов конденсации газоплазменного факела [5] динамика разлета частиц существенно влияет на его дисперсность, адгезию к поверхности осаждения и др.

Для соответствующих образцов было проведено РЭМ исследование (рис. 3) изломов в точке, соответствующей середине образующегося вследствие облучения кратера, а также проводился элементный анализ.

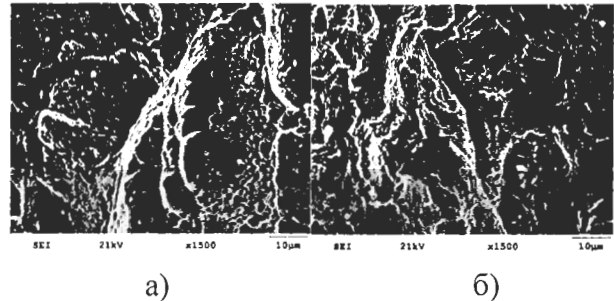


Рис. 3. Снимок излома образца, облученного электронным пучком: а) – с прикатодной вставкой “конус”; б) – с прикатодной вставкой “конус в конусе”.

В элементном составе для образцов, облученных в различных режимах не наблюдается различий. Однако характер изломов образцов различен: для первого (рис. 3а) видно доламывание (переход от образования пор к отрыву) для второго (рис. 3б) ярко выражена “террасная” поверхность разрушения. Это указывает на то, что изменения в распределении поглощенной дозы в приповерхностном слое облучаемой мишени влияет на характер распределения полей напряжений, на режимы переноса вещества мишени и, как результат, на эксплуатационные свойства конечного изделия.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Расчетными и экспериментальными исследованиями показано, что фокусировка за счет полей, индуцируемых самим пучком при прохождении вблизи материала примешенных вставок, является действенным и эффективным методом, поскольку позволяет уменьшить не только габариты и вес самой установки, но и упростить саму фокусировку для необходимых производственных операций. Такая фокусировка позволяет достигать различных по степени проявления радиацион-

ных и тепловых эффектов при модификации поверхностей материалов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Molokovsky S.I., Sushkov A.D. Intense electron and ion beams. – Springer, 2005. – 282 p.
2. Hockney R.W., Eastwood J.W. Computer simulation using particles. – McGraw-Hill, 1988. – 540 p.
3. Ильин В.П. Численные методы решения задач электрофизики. – М.: Наука, 1985. – 336 с.
4. Уваров В.Т., Ткач Ю.В., Гадецкий Н.П. и др. Получение сильноточных пучков микросекундной длительности с высоким к.п.д. – М.: ЦНИИатоминформ, 1984. – 13 с. (Препр. /ХФТИ; 84-30).
5. Klepikov V.F., F.Lonin Yu., Lytvynenko V.V. et al. The dynamics of the gas – plasma torch induced by the high current REB on solid state targets//Problems of atomic science and technology. Ser. Plasm. phys. – 2009. Vol. 15, № 1(59). – P. 119-121.