

УДК 621.21.55

МОДЕЛИРОВАНИЕ ФИЗИКО-ТЕХНОЛОГИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ В ПРИПОВЕРХНОСТНОМ СЛОЕ, ПРИ ФОРМИРОВАНИИ МИКРО И НАНОСТРУКТУР ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИМИ ВОЗДЕЙСТВИЯМИ

А.П. Достанко, Н.Н. Гринчик, И.Н. Спресов

Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники, Минск

SIMULATION OF PHYSICAL PROCESSES IN THE SURFACE LAYER, THE FORMATION OF MICRO AND NANOSTRUCTURES BY ELECTRODYNAMIC INFLUENCES

A.P. Dostanko, N.N. Grinchik, I.N. Spresov

Belarusian State University of Informatics and Radioelectronics, Minsk

Предложена модель процесса формирования микро- и наноструктур. Описаны и обоснованы физико-технологические процессы при воздействии электромагнитных сил и их применение в различных областях современной науки и техники. На основании математической модели исследованы различные формы и параметры материалов в процессе воздействия.

Ключевые слова: формирование тонкопленочных структур, электромагнитное воздействие плазмы.

Structures formation's process model is proposed. Physicotechnological processes at influence of electromagnetic forces and their applications in various areas of modern science and technics are described and proved. Various materials forms and parameters are investigated on the basis of mathematical model.

Keywords: formation of thin-film structures, electromagnetic effects of the plasma formation of thin-film structures, electromagnetic effects of plasma.

Введение

Одной из важнейших задач при производстве различных изделий микроэлектроники, оптики и др. является проблема создания равномерных по толщине покрытий. Для плоских поверхностей эта задача успешно решается путем оптимизации позиционирования плоскости нанесения относительно источника наносимого материала, применением внутрикамерных систем перемещения, сложного геометрических масок, созданием специальных диаграмм направленности молекулярного потока [1]. В данной работе мы будем рассматривать подход распределения потока частиц в виде ионной плазмы и физико-технологических процессов, проходящих внутри ее.

Процессы распространения ионных потоков внутри плазмы подчиняются обобщенному закону Ома, заключающемуся в том, что линейная зависимость для плазмы между плотностью тока j и напряженностью эффективного электрического поля $E_{\text{эфф}}$, включающего объёмные силы неэлектрического происхождения (т. н. сторонние силы), вызывающие ток. Происхождение и влияние этих сил описывается эффектом Холла, заключающемся в возникновении в плазме с током плотностью j , помещенного в магнитное поле H , электромагнитного поля, перпендикулярного j и H . Напряженность электромагнитного поля:

$$E_{\text{н}} = RHj \sin \alpha, \quad (0.1)$$

где α – угол между векторами H и j ($\alpha < 180^\circ$). Если H перпендикулярно j , то напряженность поля Холла максимальна: $E = RHj$. Коэффициент R называют постоянной Холла (коэффициент Холла). Он является основной количественной характеристикой эффекта Холла. Благодаря наличию этого эффекта в процессе распределения потока частиц в виде ионной плазмы существует воздействие поперечного электромагнитного поля, влияние которого мы не можем игнорировать, ввиду того, что, например, в термоядерных системах $T_e \approx 10 \text{ кэВ}$, термическая разность потенциалов может достигать десятков кВ, в то же время омический член может быть очень малым.

Плазма характеризуется многообразием электромагнитных явлений. Это особенно характерно для плазмы, помещенной во внешнее магнитное поле. Циклотронное движение заряженных частиц вокруг силовых линий магнитного поля приводит к анизотропии среды.

Еще одной характерной особенностью плазмы является ее макроскопическая нейтральность, поддерживаемая вследствие взаимной компенсации пространственного заряда положительных ионов и электронов. Однако такая компенсация имеет место лишь в среднем – в достаточно больших объемах и за достаточно большие

интервалы времени. Поэтому говорят, что плазма – квазинейтральная среда. Размеры областей и промежутки времени, в пределах которых может нарушаться компенсация объемного заряда, называют пространственным и временным масштабами разделения зарядов.

Двойной электрический слой [2] – тонкий слой, сформированный двумя пространственно разделёнными слоями электрических зарядов разного знака. Двойной электрический слой может образовываться на границе двух фаз, например, твёрдого электрода и газа в газовом разряде, твёрдого электрода и жидкости в электролите, в плазме твёрдых тел, а также внутри одной фазы, например, в газообразной плазме. Пространственное разделение зарядов в двойном электрическом слое сопровождается появлением электрической разности потенциалов $\Delta\varphi$, которая оказывает существенное влияние на электрокинетические явления, на скорость приэлектродных и электродных процессов, адсорбцию и т. п.

При исследовании электромагнитных волн в плазме, природа которых объясняется эффектом Холла, при $|\omega| < \omega_p$, волны с такими низкими частотами не распространяются в плазме. Вместо этого наблюдается отражение с глубиной проникновения:

$$d \approx \left| \frac{1}{k} \right| = \frac{c}{\sqrt{\omega_p^2 - \omega^2}} \approx \frac{c}{\omega_p}. \quad (0.2)$$

Электромагнитное поле в плазме оказывается не малым лишь в пределах весьма тонкого слоя, толщина которого определяется формулой (0.2).

Однако такое описание не является достаточно полным. В самом деле, тот факт, что область существования электромагнитного поля в плазме оказывается ограниченной тонким поверхностным слоем, означает, что характерный пространственный масштаб изменения поля в плазме по порядку величины не превышает размеров слоя. Тогда в поверхностном слое могут реализоваться такие условия, что

$$\left| \frac{\omega}{k} \right| \leq \sqrt{\frac{T}{m}}.$$

В этом случае поперечная проводимость плазмы играет более существенную роль, чем действительная часть диэлектрической проницаемости, и глубина проникновения определяется в соответствии с теорией обычного скин-эффекта, проводимостью среды. Но в отличие от обычного скин-эффекта эффективная проводимость в рассматриваемом случае испытывает сильное влияние пространственной дисперсии и, в частности, критически зависит от самой глубины проникновения. Таким образом, рассматриваемый эффект – поперечный аналог затухания Ландау. По этой причине он и получил название *аномального скин-эффекта*.

Мерой аномального скин-эффекта является поверхностный импеданс:

$$Z \equiv \left(\frac{E_y}{B_z} \right)_{x=+0} = -i \left(\frac{\omega}{\pi c} \right) \int_{-\infty}^{\infty} dk_x \frac{1}{k_x^2 - i \frac{4\pi\omega}{c^2} \sigma_T(|k_x|, \omega)}. \quad (0.3)$$

Ввиду того, что мы имеем дело с процессами, проходящими в плазме инертных газов [1], испытывающих воздействия больших напряженностей магнитного и электрического полей, а также зонами разделения зарядов, плазма – твердое тело (подложка), т. е. двойного электрического слоя. То, основываясь на том, что двойной электрический слой в плазме является областью с сильно нарушенной квазинейтральностью плазмы, ввиду наличия воздействия внешнего магнитного поля мы имеем распространения электромагнитных волн в плазме, описанных эффектом Холла, а также на эффекте аномального скин-эффекта, можем предположить, что в зоне двойного электрического слоя, т. е. на границе плазма – материал, мы имеем воздействие электромагнитных волн на структуру. Оценку этих воздействий дает физико-математическая модель.

1 Физико-математическая модель

Рассмотрим прохождение постоянного тока через плоский конденсатор, заполненный двумя диэлектрическими материалами с относительными диэлектрическими проницаемостями ϵ_1 и ϵ_2 и проводимостями λ_1 и λ_2 . К обкладкам конденсатора приложено постоянное напряжение U , общее сопротивление конденсатора R (рисунок 1). Требуется вычислить наведенный электрический поверхностный заряд, обусловленный прохождением тока.

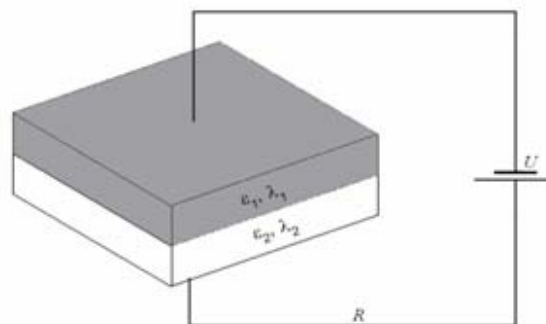


Рисунок 1 – Диэлектрические среды внутри плоского конденсатора

Из закона сохранения электрических зарядов следует постоянство потока в контуре, поэтому выполняется уравнение

$$\lambda_1 E_{n_1} = \lambda_2 E_{n_2} = \frac{U}{RS}, \quad (1.1)$$

где E_{n_1} и E_{n_2} – нормальные составляющие вектора напряженности электрического поля.

В электрическом поле на границе раздела диэлектриков нормальные составляющие вектора электрической индукции испытывают скачок, равный величине наведенного поверхностного заряда σ .

$$\varepsilon_0 \varepsilon_1 E_{n_1} - \varepsilon_0 \varepsilon_2 E_{n_2} = \sigma. \quad (1.2)$$

Из решения системы уравнений (1.1), (1.2) получим выражение для σ

$$\sigma = \frac{U}{RS} \varepsilon_0 \left[\frac{\varepsilon_1}{\lambda_1} - \frac{\varepsilon_2}{\lambda_2} \right]. \quad (1.3)$$

Как следует из (1.3), заряд σ определяется величиной тока, а также множителем, учитывающим свойства среды. Если

$$\frac{\varepsilon_1}{\lambda_1} - \frac{\varepsilon_2}{\lambda_2} = 0, \quad (1.4)$$

то заряд σ не возникает.

При исследовании электрического поля, взаимодействующего с материальной средой, используются уравнения Максвелла (1857 г.)

$$j_{\text{полн}} = \nabla \times H, \quad \nabla D = \rho, \quad (1.5)$$

$$\frac{-\partial B}{\partial t} = \nabla \times E, \quad \nabla B = 0, \quad (1.6)$$

где $j_{\text{полн}} = \lambda E + \frac{\partial D}{\partial t}$; $B = \mu \mu_0 H$; $D = \varepsilon \varepsilon_0 E$.

При этом на поверхности раздела S система уравнений дополняется граничными условиями

$$D_{n_1} - D_{n_2} = \sigma, \quad (1.7)$$

$$E_{\tau_1} - E_{\tau_2} = 0, \quad (1.8)$$

$$B_{n_1} - B_{n_2} = 0, \quad (1.9)$$

$$H_{\tau_1} - H_{\tau_2} = (i, n). \quad (1.10)$$

Индексы n и τ обозначают нормальные и касательные составляющие векторов к поверхности S , а индексы 1 и 2 – смежные среды с различными электрофизическими свойствами. Под τ понимаем любое направление, касательное к поверхности разрыва.

Покажем, что σ можно вычислять из феноменологических макроскопических уравнений электромагнитного поля Максвелла и закона сохранения электрического заряда, учитывающего специфику границы раздела смежных сред.

Сформулируем физико-математическую модель распространения электромагнитного поля в слоистой среде. Умножим левую и правую части уравнения для полного тока (1.5) на μ и продифференцируем его по времени; действуем оператором rot на левую и правую части первого уравнения (1.6) и, полагая $\mu = \text{const}$, получаем

$$\frac{\partial j_{\text{полн}}}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \nabla^2 E - \frac{1}{\mu} \text{grad}(\text{div} E). \quad (1.11)$$

В декартовых координатах (1.11) будет иметь вид

$$\frac{\partial j_{\text{полн},x}}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial^2 E_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 E_x}{\partial z^2} \right) - \frac{1}{\mu} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial E_x}{\partial x} + \frac{\partial E_y}{\partial y} + \frac{\partial E_z}{\partial z} \right), \quad (1.12)$$

$$\frac{\partial j_{\text{полн},y}}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_y}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 E_y}{\partial z^2} \right) - \frac{1}{\mu} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial E_x}{\partial x} + \frac{\partial E_y}{\partial y} + \frac{\partial E_z}{\partial z} \right), \quad (1.13)$$

$$\frac{\partial j_{\text{полн},z}}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial^2 E_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_z}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 E_z}{\partial z^2} \right) - \frac{1}{\mu} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial E_x}{\partial x} + \frac{\partial E_y}{\partial y} + \frac{\partial E_z}{\partial z} \right). \quad (1.14)$$

На поверхности раздела справедливо также соотношение

$$\text{div} i + I_{q_{x_1}} - I_{q_{x_2}} = - \frac{\partial \sigma}{\partial t}. \quad (1.15)$$

Условия (1.7)–(1.10) запишем в декартовой системе координат

$$D_{x_1} - D_{x_2} = \sigma, \quad (1.16)$$

$$E_{y_1} - E_{y_2} = 0, \quad (1.17)$$

$$E_{z_1} - E_{z_2} = 0, \quad (1.18)$$

$$H_{y_1} - H_{y_2} = i_z, \quad (1.19)$$

$$H_{z_1} - H_{z_2} = i_y, \quad (1.20)$$

$i_\tau = j + k$ – плотность поверхностного тока, при этом координата x направлена по нормали к границе раздела. Под плотностью i_y , i_z поверхностных токов понимаем количество электричества, протекающего в единицу времени через единицу длины отрезка, расположенного на поверхности, по которой течет ток, и перпендикулярно направлению тока.

Порядок системы дифференциальных уравнений (1.12)–(1.14) равен 18. Поэтому на границе раздела S необходимо задать 9 граничных условий. Кроме того, на этой границе должны выполняться еще три условия (1.16), (1.19), (1.20), содержащие неизвестные (до решения) величины. Следовательно, общее число условий сопряжения на границе S должно равняться 12 для корректного решения задачи.

Дифференцируя выражение (1.16) по времени и учитывая соотношение (1.15), на границе раздела сред получаем условие для нормальных составляющих полного тока

$$\text{div} i_\tau + j_{\text{полн},x_1} = j_{\text{полн},x_2}, \quad (1.21)$$

которое позволяет исключить из рассмотрения поверхностную плотность заряда σ . Для произвольной функции f введем обозначение

$$[f] \Big|_{x=\xi} = f_1 \Big|_{x=\xi+0} - f_2 \Big|_{x=\xi-0}.$$

Тогда выражение (1.21) примет вид

$$\operatorname{div} i_{\tau} + [j_{\text{полн.}x}]|_{x=\xi} = 0. \quad (1.22)$$

Полагаем, что на границе раздела сред E_x является непрерывной функцией y и z . Тогда после дифференцирования (1.21) по y и z имеем

$$\left[\frac{\partial}{\partial y} j_{\text{полн.}x} \right] |_{x=\xi} = - \frac{\partial(\operatorname{div} i_{\tau})}{\partial y}, \quad (1.23)$$

$$\left[\frac{\partial}{\partial z} j_{\text{полн.}x} \right] |_{x=\xi} = - \frac{\partial(\operatorname{div} i_{\tau})}{\partial z}. \quad (1.24)$$

Продифференцируем условия (1.19)–(1.20) для магнитной индукции и напряженности магнитного поля по времени. Принимая $B = \mu\mu_0 H$, получаем

$$\begin{aligned} \left[\frac{\partial B_x}{\partial t} \right] |_{x=\xi} &= 0, \\ \left[\frac{1}{\mu\mu_0} \frac{\partial B_y}{\partial t} \right] |_{x=\xi} &= \frac{\partial i_z}{\partial t}, \\ \left[\frac{1}{\mu\mu_0} \frac{\partial B_z}{\partial t} \right] |_{x=\xi} &= \frac{\partial i_y}{\partial t}. \end{aligned} \quad (1.25)$$

С учетом уравнения (1.6) выразим (1.25) через проекции вихря электрического поля

$$\begin{aligned} [\operatorname{rot}_x E] |_{x=\xi} &= 0, \\ \left[\frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} \right] |_{x=\xi} &= 0, \\ \left[\frac{1}{\mu\mu_0} \operatorname{rot}_y E \right] |_{x=\xi} &= \frac{\partial i_z}{\partial t}, \\ \left[\frac{1}{\mu\mu_0} \left(\frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} \right) \right] |_{x=\xi} &= \frac{\partial i_y}{\partial t}, \end{aligned} \quad (1.26)$$

$$\begin{aligned} \left[\frac{1}{\mu\mu_0} \operatorname{rot}_z E \right] |_{x=\xi} &= \frac{\partial i_x}{\partial t}, \\ \left[\frac{1}{\mu\mu_0} \left(\frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} \right) \right] |_{x=\xi} &= \frac{\partial i_z}{\partial t}. \end{aligned} \quad (1.27)$$

Здесь (1.26) – нормальная проекция вихря, (1.27) – тангенциальная проекция вихря электрического поля по y и (1.28) – проекция вихря по z .

В предположении, что E_y и E_z – непрерывные дифференцируемые функции координат y и z , из условий (1.17), (1.18) найдем

$$\left[\frac{\partial E_y}{\partial y} \right] |_{x=\xi} = 0, \quad \left[\frac{\partial E_y}{\partial z} \right] |_{x=\xi} = 0, \quad (1.29)$$

$$\left[\frac{\partial E_z}{\partial y} \right] |_{x=\xi} = 0, \quad \left[\frac{\partial E_z}{\partial z} \right] |_{x=\xi} = 0. \quad (1.30)$$

Вследствие равенства тангенциальных проекций электрического поля по z и y , согласно условиям (1.17), (1.18), выражения для плотностей поверхностного тока i_z и i_y имеют вид

$$\begin{aligned} i_z &= \bar{\lambda} E_z |_{x=\xi}, \\ i_y &= \bar{\lambda} E_y |_{x=\xi}, \end{aligned} \quad (1.31)$$

где

$$\bar{\lambda} = \frac{1}{2}(\lambda_1 + \lambda_2) |_{x=\xi} \quad (1.32)$$

– среднее значение электропроводности на границах раздела смежных сред в соответствии с теоремой Дирихле для кусочно-гладкой кусочно-дифференцируемой функции.

С учетом изложенного выше имеем двенадцать условий на границе раздела смежных сред, необходимых для решения полной системы уравнений (1.12) – (1.14):

а) функции E_y , E_z определяются уравнениями (1.17), (1.18);

б) E_x определяется из условия (1.22);

в) величины $\frac{\partial E_x}{\partial y}$, $\frac{\partial E_x}{\partial z}$ и $\frac{\partial E_x}{\partial x}$ рассчитываются из соотношений (1.23), (1.24), а также непрерывности на границе раздела нормальной составляющей полного тока (1.22) и непрерывности производной полного тока по координате x ;

г) значения $\frac{\partial E_y}{\partial y}$, $\frac{\partial E_y}{\partial z}$, $\frac{\partial E_z}{\partial y}$, $\frac{\partial E_z}{\partial z}$ определяются условиями (1.29), (1.31) как следствие непрерывности тангенциальных компонент электрического поля по y и z ;

д) производные $\frac{\partial E_y}{\partial x}$, $\frac{\partial E_z}{\partial x}$ находятся из условий (1.27), (1.28) как следствие равенства тангенциальных компонент вихря электрического поля по y и z .

Отметим, что условие (1.21) использовалось нами при численном моделировании импульсных электрохимических процессов для одномерного случая. Условие (1.26) для нормальной составляющей вихря электрического поля есть линейная комбинация условий (1.29), (1.30), поэтому $\operatorname{rot}_x E = 0$ и в его дальнейшем использовании нет необходимости. Специфика выражения общего закона сохранения электрического заряда на границе раздела заключается в том, что компоненты $\frac{\partial E_y}{\partial y}$, $\frac{\partial E_z}{\partial z}$ находятся из условий (1.29), (1.30), которые выводятся из равенства и непрерывности тангенциальных компонент E_y и E_z на границе S .

2 Результаты численного моделирования

Разработанную физико-математическую модель можно применять и при моделировании процессов формирования нано- и микроструктур. Были проведены ряд экспериментов при измененных параметрах диэлектрической проницаемости и временного интервала воздействия.

Размеры исследуемых структур составляли $15 \times 20 \cdot 10^{-6}$ м, размеры ступенек 6 мкм. Частота воздействия электромагнитного поля

$$\omega = 2\pi \times 10^9,$$

напряженность поля

$$H_x = \sin(2\pi \times 10^9 t) \text{ А/м.} \quad (2.1)$$

Электрофизические свойства структур: $\mu = 1$, $\varepsilon =$ от 1 до 12, $\sigma =$ от 10^{-9} до 10^{-5} Ом·м.

Полагали, что в слое толщиной 15–20 мкм распространение электромагнитной волны происходит без затухания, поэтому на всех гранях структур полагали справедливым выполнение условия (2.1). На гранях структуры, параллельной оси

OX , условие (2.1) соответствовало «поперечной» тангенсальной составляющей волны, на гранях параллельных OY условие соответствовало нормальной составляющей поля.

Расчеты проводились с шагом по времени 10^{-15} до момента времени 10^{-12} с.

На рисунках 2, 3 приведены амплитудные значения напряженностей магнитного поля H_x и H_y , а также картина воздействия электромагнитного поля на структуру.

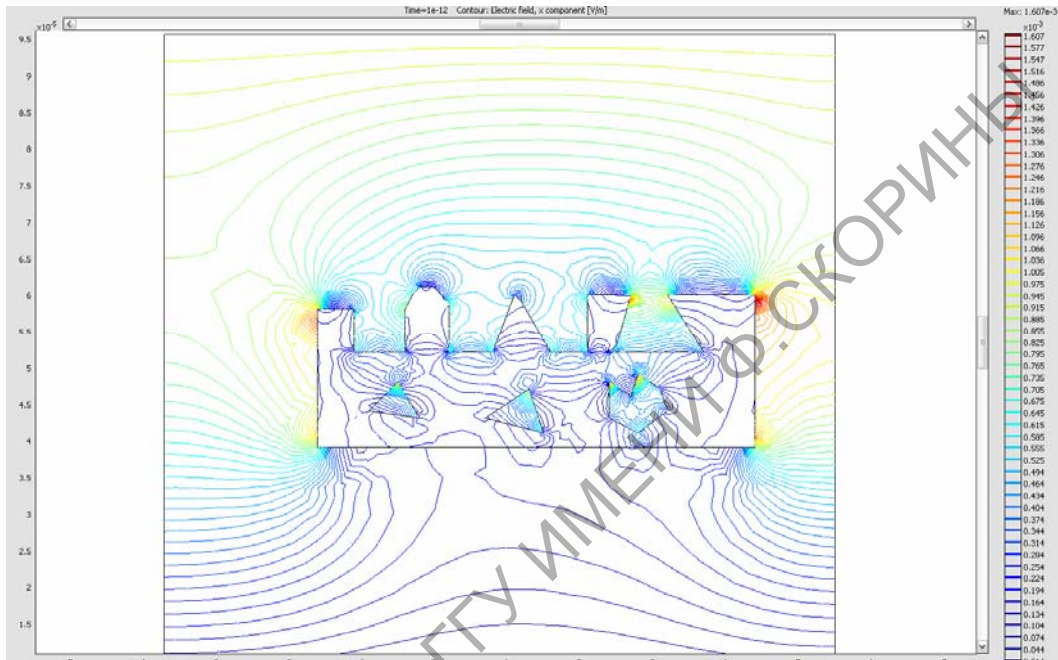


Рисунок 2 – Структура распределения полей для микроповерхности типа «ступенька»

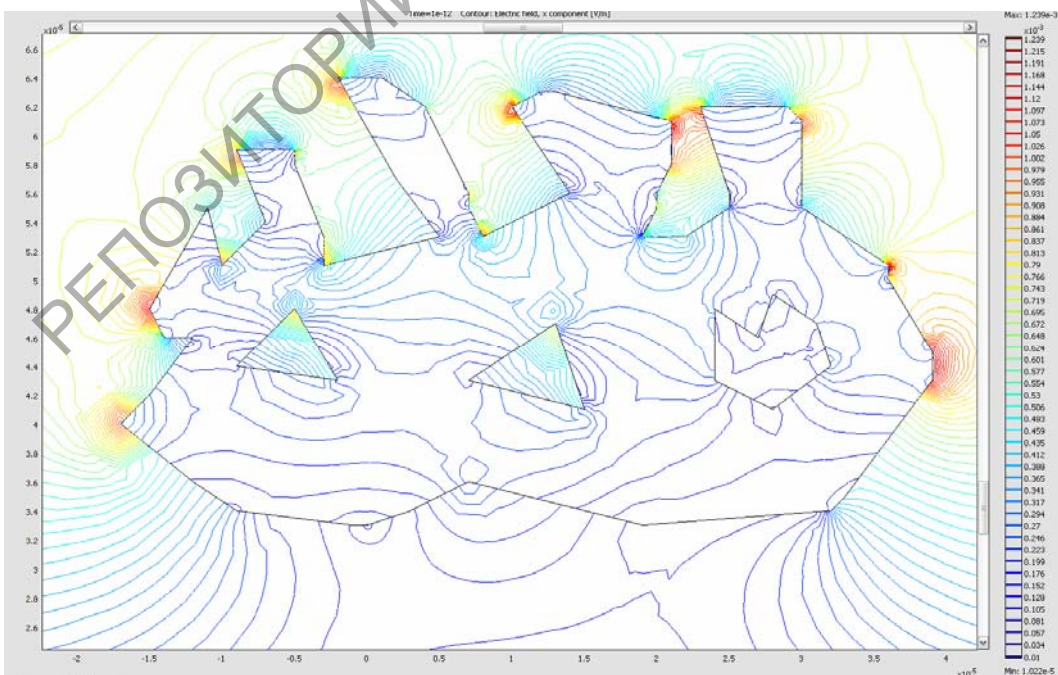


Рисунок 3 – Структура распределения полей для микроповерхности сложной геометрической формы с полостями внутри

Как известно [1], в термодинамически равновесных системах температура T , электрический φ и химический μ_c потенциалы постоянны вдоль всей системы

$$\text{grad } T = 0, \text{ grad } \varphi = 0, \text{ grad } \mu_c = 0.$$

Если эти условия не выполняются, то в системе возникают необратимые процессы переноса массы, энергии, электрического заряда и т. д.

Химический потенциал j -го компонента определяют, например, как изменение свободной энергии при изменении числа молей.

$$\mu_{cj} = \left(\frac{\partial F}{\partial n_j} \right)_{T,V}, \quad (2.2)$$

$$dF = -SdT - PdV + HdB. \quad (2.3)$$

Последний член в (2.3) учитывает изменение свободной энергии за счет изменения магнитной индукции. Свободная энергия единицы объема, находящегося в магнитном поле, в этом случае имеет вид:

$$F(T, D) = F_0 + \mu\mu_0 \frac{H^2}{2}. \quad (2.4)$$

Полагаем, что изменения температуры, объема малы. Тогда поток массы определяется величиной, пропорциональной градиенту химического потенциала, или, согласно (2.3), получим

$$q_i = -D_{\mu_c} \text{grad}(HdB) = -D_{\mu_c} \text{grad}W,$$

где $W = \mu\mu_0 \frac{H^2}{2}$ – плотность магнитного поля в единице объема.

Периодическое изменение магнитного поля в одном направлении вызывает пондеромоторную силу и может оказывать влияние на движение различных дефектов и дислокаций в направлении создания устойчивой и равновесной структуры атомов и молекул при воздействии на структуру с микро- и нано- рельефом и в конечном итоге получение поверхности с улучшенными характеристиками вследствие «микромагнитопластического» эффекта, а также благодаря концентрации напряженности электромагнитного поля происходит более быстрое нанесение или травление материала.

Заключение

В данной работе дана попытка обосновать воздействие электромагнитных сил на формирование нано- и микроструктур. Проведены численные расчеты полной электромагнитной энергии на остриях структур. Показано, что плотность энергии в области остриев структур максимальна и может оказывать влияние на движение, стоки и исток дислокаций и вакансий и в конечном итоге влиять на процессы формирования нано- и микроструктур за счет «микромагнитнопластического» эффекта.

ЛИТЕРАТУРА

1. Волин, Э.М. Ионно-плазменные методы получения износостойких покрытий / Э.М. Волин // Технология легких сплавов. – 1984. – № 10. – С. 132–134.
2. Структура и механические свойства вакуумно-плазменных покрытий TiCN / В.М. Мацевитый [и др.] // Известия высших учебных заведений. Черная металлургия. – 1984. – № 4. – С. 85–88.
3. Майссела, Л. Технология тонких пленок / Л. Майссела, Р. Гленга. – М.: Советское радио, 1977.
4. Кундас, С.П. Компьютерное моделирование технологических систем / С.П. Кундас, Т.А. Кашко. – Минск: БГУИР, 2002. – 168 с.
5. Анищенко, Л.М. Автоматизированное проектирование и моделирование технологических процессов / Л.М. Анищенко, С.Ю. Лавренко, В.В. Петрухин. – Минск: Радио и связь, 1995. – 176 с.
6. Шульман, З.П. Магнитно-реологический эффект / З.П. Шульман, В.И. Кордонский. – Минск: Наука и техника, 1982.
7. Ракомсин, А.П. Упрочнение и восстановление изделий в электромагнитном поле / А.П. Ракомсин. – Минск: Парадокс, 2000.
8. Савенко, В.С. Механическое двойникование в металлах в условиях внешних энергетических воздействий / В.С. Савенко. – Минск: Тех-Принт, 2000.
9. Акулов, Н.С. Дислокации и пластичность / Н.С. Акулов. – Изд-во АН БССР, 1961.
10. Активация поверхности полупроводников воздействием импульсного магнитного поля / М.Н. Левин [и др.] // УЖТФ. – 2003. – Т. 73. – С. 85–87.
11. Орлов, А.М. Магнитно-стимулированное изменение подвижности дислокаций в пластически деформированном кремнии n -типа / А.М. Орлов, А.А. Скворцов, Л.И. Гончар // ФТТ. – 2001. – Т. 43. – С. 1207–1210.
12. О влиянии постоянного магнитного поля на электропластический эффект в кристаллах кремния / В.А. Макара [и др.] // ФТТ. – 2001. – Т. 43. – С. 462–465.
13. Влияние слабых магнитных полей динамику изменений микротвердости кремния, индуцируемых малоинтенсивным β -облучением / Ю.И. Головин // ФТТ. – 2007. – Т. 49. – С. 822–823.
14. Головин, Ю.И. Магнитрезонансное разупрочнение кристаллов / Ю.И. Головин, Р.Б. Моргунов // Природа. – 2002. – № 8. – С. 49–57.
15. Худяков, М.А. Влияние постоянного магнитного поля на циклическую трещиностойкость и коррозионную стойкость стали 17Г1С / М.А. Худяков, Р.Р. Алтынова // Нефтегазовое дело. – 2006. – № 1. – С. 23–32.

16. Влияние магнитного поля на астичность, фото- и электролюминесценцию монокристаллов ZnS / Ю.И. Головин [и др.] // Письма в ЖЭТФ. – 1999. – Т. 69. – С. 114–118.

17. Образованные действием магнитного поля изменения примесного состава и микротвердости приповерхностных слоев кристаллов кремния / В.А. Макара [и др.] // Физика и техника полупроводников. – 2008. – Т. 42. – С. 1061–1064.

18. Магниторезонансное упрочнение монокристаллов кремния / Ю.А. Осипьян [и др.] // Письма в ЖЭТФ. – 2004. – Т. 79. – С. 158–162.

19. Орлов, А.М. Динамика поверхностных дислокационных ансамблей в кремнии при наличии механических и магнитных возмущений

/ А.М. Орлов, А. А. Скворцов, А.А. Соловьев. – ФТТ. – 2003. – Т. 45. – С. 613–617.

20. Китель, Ч. Введение в физику твердого тела / Ч. Китель. – М. : Наука, 1978.

21. Семёнов, А.П. Схватывание металлов / А.П. Семёнов. – М. : Mashgiz, 1958.

22. Милошевский, П.П. Основы разрядно-импульсной технологии / П.П. Милошевский. – Киев : Наукова думка, 1983.

23. Гринчик, Н.Н. Влияние тепловых и диффузионных процессов на распространение электромагнитных волн в слоистых материалах / Н.Н. Гринчик, А.П. Достанко. – Минск : Академия наук, 2005.

Поступила в редакцию 19.04.11.