

**ТЕХНОЛОГИИ**

УДК 539.2: 533.9

**МЕХАНИЗМ ФОРМИРОВАНИЯ  
МОНОСЛОЙНОГО НАНОСТРУКТУРИРОВАННОГО ПОКРЫТИЯ  
КОМПРЕССИОННЫМ ПЛАЗМЕННЫМ ПОТОКОМ**

Н.Т. КВАСОВ<sup>1</sup>, А.Л. ДАНИЛЮК<sup>1</sup>, А.В. ПУНЬКО<sup>1</sup>,  
В.В. УГЛОВ<sup>2</sup>, В.М. АНИЩИК<sup>2</sup>, Н.Н. ЧЕРЕНДА<sup>2</sup>, Ю.В. СВЕШНИКОВ<sup>2</sup>,  
В.М. АСТАШИНСКИЙ<sup>3</sup>, С.И. АНАНИН<sup>3</sup>, Е.А. КОСТЮКЕВИЧ<sup>3</sup>, А.М. КУЗЬМИЦКИЙ<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники  
П. Бровки, 6, Минск, 220013, Беларусь,

<sup>2</sup>Белорусский государственный университет  
пр. Независимости, 4, Минск, 220080, Беларусь,

<sup>3</sup>Институт молекулярной и атомной физики НАН Беларуси  
пр. Независимости, 70, Минск, 220072, Беларусь

Поступила в редакцию 3 февраля 2006

Предложена модель формирования на поверхности кремния наноструктурированного металлического покрытия при воздействии импульса компрессионной плазмы. Получены оценки размера и заряда металлических частиц в плазме, рассчитаны параметры потенциала притяжения между заряженными частицами. Решено кинетическое уравнение, характеризующее эволюцию параметра порядка при росте частиц металла. Показано, что в данных условиях в результате испарения и коагуляции образуются металлические кластеры размером порядка 30 нм, которые затем объединяются в частицы с размером до 300 нм и осаждаются на поверхность кремния из ударно-сжатого слоя, образуя монослой.

*Ключевые слова:* наноструктурированное покрытие, кремний, плазма, компрессионный поток.

**Введение**

Наноструктуры стали в последнее время объектами интенсивного научного исследования вследствие своих уникальных физических свойств, что открывает новые возможности для решения на их основе ряда проблем микро- и наноэлектроники. Данные структуры, обладая специфическими оптическими [1], электрическими [2], магнитными [3] и механическими [4] свойствами, могут найти широкое применение и в других областях науки и техники. Поэтому большое внимание уделяется разработке физических принципов получения наноструктур и моделированию процессов их формирования [5, 6].

Известно, что в определенных условиях воздействие на мишень высокоинтенсивных потоков энергии приводит к формированию на ее поверхности наноразмерных кластеров [7–9]. Проведенные нами эксперименты показали, что наноструктурированные покрытия могут быть получены на кремнии при воздействии на его поверхность компрессионным потоком, в плазму которого вводятся высокодиспергированные частицы металла [10]. Преимуществом данного

метода является его комбинированный характер, заключающийся в возможности осуществлять модификацию поверхности подложки с одновременным нанесением покрытий.

Целью настоящей работы является попытка теоретического описания процесса формирования наноструктурированного покрытия металла на поверхности кремния при импульсной плазменной обработке.

### Эксперимент

При проведении исследований компрессионный плазменный поток получали в газоразрядном плазменном ускорителе типа магнитоплазменный компрессор компактной геометрии [11]. Эксперименты проводили в режиме остаточного газа, при котором предварительно откачанная вакуумная камера компрессора заполнялась рабочим газом (азотом) до давления 400 Па. Скорость плазмы компрессионного потока в зависимости от начальных параметров ускорителя составляет  $(4-7) \cdot 10^6$  см/с. Концентрация заряженных частиц плазмы в области максимального сжатия достигает  $(5-10) \cdot 10^{17}$  см<sup>-3</sup>, а температура — 1–3 эВ

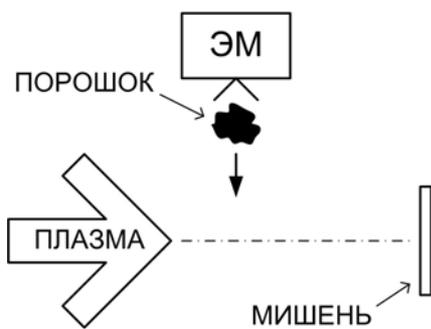


Рис. 1. Ввод металлического порошка в поток плазмы

Для получения металлического покрытия с помощью разработанного оригинального устройства в поток плазмы вводился железоникелевый порошок (рис. 1). Управление запуском магнитоплазменного компрессора и электромагнитом, притягивающим порошок, осуществлялось микроконтроллерной системой. В качестве подложки в экспериментах использовали монокристаллы кремния с ориентацией (100). Структура и морфология покрытий исследовались методами растровой электронной и атомно-силовой микроскопии. Состав приповерхностного слоя образцов исследовался методом обратного резерфордского рассеяния.

В результате исследований установлено, что воздействие компрессионным плазменным потоком на кремний с введением в плазму металлического порошка приводит к формированию на поверхности мишени наноструктурированного однородного покрытия, которое представляет собой слой сцепленных между собой сферических частиц размером от 20 до 300 нм (рис. 2, 3). Фотографии, полученные с помощью растровой электронной микроскопии при больших увеличениях, позволили выявить субструктуру непосредственно самих частиц металлического покрытия, состоящих из еще более мелких частиц размером порядка 10–30 нм (рис. 2). Путем исследований скола поверхности образца установлено, что толщина покрытия сравнима с размером частиц и составляет 100–200 нм, что свидетельствует о формировании монослоя.

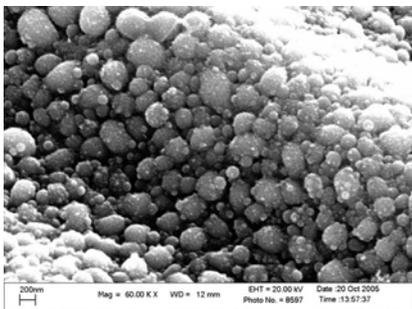


Рис. 2. Наноструктурированное покрытие металла на поверхности кремния

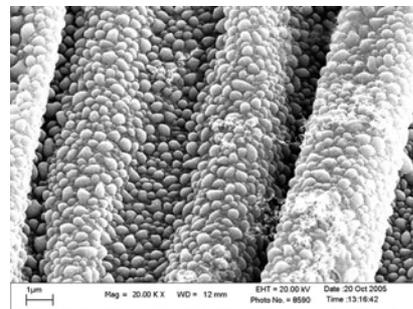


Рис. 3. Покрытие на периодических структурах

Покрытие формируется практически на всей поверхности образца, в том числе на периодических цилиндрических структурах, которые, как было показано ранее [12, 13], образуются на поверхности кремния в процессе воздействия плазменного потока (рис. 3).

Из анализа спектров обратного резерфордовского рассеяния следует, что состав покрытия в основном определяется металлом, который вводится в плазменный поток. Однако на спектрах присутствуют сигналы (рефлексы) и от атомов кремния и кислорода, входящих в состав покрытия или подложки.

### Модельные представления о формировании металлических кластеров и покрытия

Воздействие сверхзвукового компрессионного потока на кремний приводит к образованию ударно-сжатого слоя приповерхностной плазмы, существующего в течение всей длительности разряда и экранирующего поверхность от набегающего потока. Состав плазмы приповерхностного слоя определяется преимущественно продуктами абляции материала мишени [14, 15]. Положение границы этого слоя определяется динамическим балансом между давлением компрессионного потока и газокинетическим (тепловым) разлетом плазмы. В результате термализации кинетической энергии набегающего потока в ударно-сжатом слое поддерживаются высокие параметры плазмы в течение всей стадии разряда [10].

Частицы порошка при попадании в поток плазмы испаряются, образуя сложный конгломерат из атомов, кластеров и капель. В процессе расширения его температура падает, и возникают условия для кластеризации металла. Температура  $T_2$ , ниже которой нейтральные кластеры коагулируют между собой, а выше — распадаются на атомы, определяется в виде  $T_2 = \varepsilon_0 [\ln(N_0 / N_{tot})]^{-1}$  [17]. Здесь  $\varepsilon_0$  (для Ni 4,13, для Fe 3,83 эВ [16, 20]) — приходящаяся на один атом энергия сублимации металла;  $N_0$  — концентрация атомов в кластерах (ее величина для жидкого никеля составляет  $8,176 \cdot 10^{22}$ , а для железа  $7,607 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$ );  $N_{tot}$  — полная плотность свободных и связанных атомов металла в конгломерате. Проведенные оценки показали, что температурный диапазон для температуры  $T_2$  в случае кластеров никеля и железа составляет  $(4-10) \cdot 10^3 \text{ К}$  при уменьшении соотношения  $N_0 / N_{tot}$  от  $5 \cdot 10^5$  до  $2 \cdot 10^2$ . При этом концентрация атомов  $N_{tot}$  возрастает с  $10^{17}$  до  $5 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ .

Наличие плазмы и присутствие в ней частиц с достаточно высокой энергией ведет к разрушению кластеров с малой энергией связи, т.е. с малым числом атомов. Такие столкновения несущественны для относительно больших металлических кластеров из-за высокой энергии связи их атомов. Энергия связи атома в жидком кластере имеет вид [16, 17]:

$$\varepsilon_n = \varepsilon_0 - (2/3)An^{-1/3}, \quad (1)$$

где  $n$  — число атомов в кластере;  $A$  (для Ni 2,9 эВ, для Fe 3,0 эВ [20]) — параметр, определяемый поверхностной энергией и поверхностным натяжением кластера.

Проведенные оценки показали, что при энергии ионов компрессионной плазмы порядка 3 эВ кластеры никеля и железа будут относительно устойчивыми в такой плазме с числом атомов не менее 30–40.

Время кластеризации обычно ограничивается временем расширения пара металла [16, 17]. Наличие плазмы ведет к заряду электронами кластеров металла. Заряд определяется, исходя из равенства токов электронов и ионов плазмы на поверхность кластера [17, 18]. В результате процессы коагуляции заряженных кластеров прекращаются. Плазма как бы консервирует кластеры с определенным средним размером.

Проведем оценку среднего размера кластеров никеля и железа в плазме азота на основе кинетики коагуляции кластеров, содержащих различное число атомов, для случая расширяющегося пара металла. По аналогии с [16] запишем кинетическое уравнение для функции распределения  $f_n$  кластеров по числу атомов в них:

$$\frac{\partial f_n}{\partial t} = \mathbf{div}(\mathbf{v}_n f_n) - \frac{f_n}{\tau_{ex}} - f_n \int_0^{\infty} k(n, m) f_m dm + \frac{1}{2} \int_0^{\infty} k(n-m, m) f_{n-m} f_m dm, \quad (2)$$

где  $\mathbf{v}_n$  — скорость потока кластеров, содержащих  $n$  атомов;  $\tau_{ex}$  — характерное время расширения пара металла;  $k(n, m) = k_0 \left( \sqrt{n+m} / \sqrt{nm} \right) \left( n^{1/3} + m^{1/3} \right)^2$  — скорость ассоциации двух сталкивающихся кластеров с числом атомов  $n$  и  $m$ .

Полная плотность атомов в кластерах  $N_{tot}$  (плотность связанных атомов) и средний размер кластеров  $\bar{n}$  определяется выражениями [16]:

$$N_{tot} = \sum_n n f_n, \quad \bar{n} = \frac{\sum_n n^2 f_n}{\sum_n n f_n} = \sum_n \frac{n^2 f_n}{N_{tot}}. \quad (3)$$

Величина  $\mathbf{div}(\mathbf{v}_n f_n)$  в данном случае обуславливает скорость изменения концентрации кластеров, содержащих  $n$  атомов, за счет процесса массопереноса. При движении кластеры металла будут тормозиться при взаимодействии друг с другом, теряя при этом кинетическую энергию. На границе ударно-сжатого слоя плазмы будет происходить накопление кластеров металла, которые начинают коагулировать между собой. Этот процесс, описываемый дивергенцией потока функции распределения  $\mathbf{div}(\mathbf{v}_n f_n)$ , в данном случае моделируем величиной  $M_n$ , определяющей скорость генерации кластеров, содержащих  $n$  атомов. Величина  $M_n$  определяет спектр генерируемых кластеров по размерам. Ее значение зависит от того, где находятся кластеры, их транспортом в рабочем газе, кинетической энергией кластеров, торможением в газе и дальнейшей диффузией.

Кинетическое уравнение для указанного промежутка времени запишем в виде

$$\frac{\partial f_n}{\partial t} = M_n - \frac{f_n}{\tau_{ex}} - f_n \int_0^{\infty} k(n, m) f_m dm + \frac{1}{2} \int_0^{\infty} k(n-m, m) f_{n-m} f_m dm. \quad (4)$$

Величина  $M_n$  обуславливает в данном случае полную плотность атомов  $N_{tot}$ , связанных в кластерах в указанной области, где процесс коагуляции кластеров происходит наиболее интенсивно. В этом случае

$$\frac{d\bar{n}}{dt} = \frac{1}{N_{tot}} \frac{d}{dt} \sum_n n^2 f_n - \frac{1}{N_{tot}^2} \frac{dN_{tot}}{dt} \sum_n n^2 f_n \quad (5)$$

или

$$\frac{d\bar{n}}{dt} = \frac{1}{N_{tot}} \frac{d}{dt} \int_0^{\infty} n^2 f_n dn - \frac{\bar{n}}{N_{tot}} \frac{dN_{tot}}{dt}. \quad (6)$$

Используя метод работы [16], получим для среднего размера кластера в рассматриваемом случае следующее уравнение:

$$\frac{d\bar{n}}{dt} = \frac{1}{N_{tot}} \int_0^{\infty} M_n n^2 dn - \frac{\bar{n}}{\tau_{ex}} + k_0 N_{tot} \left( \bar{n} \right)^{1/6} J - \frac{\bar{n}}{N_{tot}} \frac{dN_{tot}}{dt}, \quad (7)$$

где значение параметра  $J=5,54$  [16], а величина  $\int_0^{\infty} M_n n^2 dn$  определяет скорость изменения полной плотности атомов  $N_{tot}^0$ , связанных в генерированных кластерах, в области их кластеризации.

Таким образом, получим для среднего размера кластера:

$$\frac{d\bar{n}}{dt} = \frac{N_{tot}^0}{N_{tot}\tau_{cl}} - \frac{\bar{n}}{\tau_{ex}} + k_0 N_{tot} (\bar{n})^{1/6} J - \frac{\bar{n}}{N_{tot}} \frac{dN_{tot}}{dt}, \quad (8)$$

где  $\tau_{cl}$  — характерное время генерации кластеров в области их коагуляции.

Изменение величины  $N_{tot}$  со временем находим, исходя из баланса генерации кластеров и расширения конгломерата металла. Уравнение для скорости изменения полной плотности атомов, связанных в кластерах:

$$\frac{dN_{tot}}{dt} = G_{tot} - \frac{N_{tot}}{\tau_{ex}}, \quad (9)$$

где  $G_{tot}$  — темп генерации полного числа атомов, связанных в кластерах, в области кластеризации. С учетом (9) уравнение (8) принимает вид

$$\frac{d\bar{n}}{dt} = \frac{G_{tot}}{N_{tot}} (1 - \bar{n}) + k_0 N_{tot} (\bar{n})^{1/6} J. \quad (10)$$

Проведенные оценки показали, что при  $T=(3-4)\cdot 10^3$  К,  $k_0 = (3,7-4,18)\cdot 10^{-11}\sqrt{T/1000}$  см<sup>3</sup>/с, начальной концентрации атомов, связанных в кластерах, т.е. до начала их кластеризации,  $N_{tot}^0 = (5-20)\cdot 10^{19}$  см<sup>-3</sup>, времени  $(0,7-2)\cdot 10^{-5}$  с, среднее число атомов в кластере, согласно (10), составляет порядка  $10^6$ , а их средний диаметр —  $30\pm 3$  нм (рис. 4,а,б). При этом концентрация кластеров —  $5\cdot 10^{13}-10^{14}$  см<sup>-3</sup>.

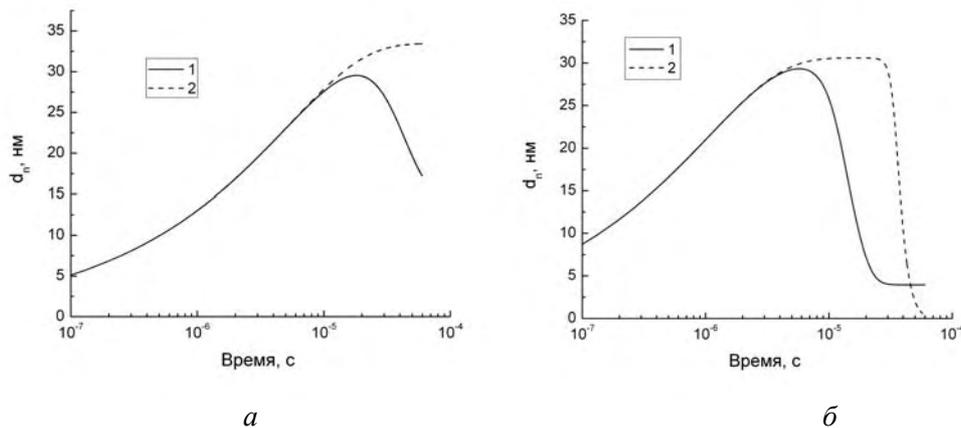


Рис. 4. Средний размер кластеров никеля: а)  $N_{tot}^0 = 5\cdot 10^{19}$  см<sup>-3</sup>;  $\tau_{ex} = 10^{-5}$  с: 1 —  $G_{tot}/N_{tot}^0 = 10^4$  с<sup>-1</sup>; 2 — 0,1 с<sup>-1</sup>; б)  $N_{tot}^0 = 2\cdot 10^{20}$  см<sup>-3</sup>;  $\tau_{ex} = 2\cdot 10^{-6}$  с: 1 —  $G_{tot}/N_{tot}^0 = 2,5\cdot 10^3$  с<sup>-1</sup>; 2 — 0,025 с<sup>-1</sup>

Расчеты показали, что для времени  $\tau_{ex} = 10^{-5}$  с и начальной концентрации атомов никеля и железа в области их коагуляции  $N_{tot}^0 = 5\cdot 10^{19}$  см<sup>-3</sup> средний размер кластера никеля больше при меньшем  $G_{tot}/N_{tot}^0$  (рис. 4,а). С ростом начальной концентрации  $N_{tot}^0$  до  $2\cdot 10^{20}$  см<sup>-3</sup> и

уменьшении характерного времени  $\tau_{ex}$  до  $2 \cdot 10^{-6}$  с полученные закономерности сохраняются, но при этом и для случая относительно низкого темпа изменения полного числа атомов в области коагуляции кластеров наблюдается немонотонная зависимость среднего размера кластера от времени, связанная с превалированием расширения металла.

Кинетика (9), (10) описывает рост металлических кластеров путем их коагуляции. Вместе с тем экспериментальные данные свидетельствуют о том, что металлические частицы на поверхности кремния имеют субструктуру, т.е. состоят из более мелких частиц, размер которых составляет примерно 30 нм. Это свидетельствует о протекании процесса транспортировки кластеров со средним размером 30 нм к поверхности мишени и дальнейшего их объединения.

Рассмотрим процесс объединения кластеров в ударно-сжатом слое. Высокое динамическое давление в этом слое оказывает существенное влияние на формирование зародышей (явление коагуляции) и образование макрочастиц металла, имеющих субструктуру. Обозначим через  $w_1$  вероятность образования зародыша с критическим радиусом  $r_0$  при наличии эффективного динамического давления  $P$ , а через  $w_2$  — ту же вероятность при отсутствии этого давления. Тогда отношение вероятностей можно записать следующим образом:

$$\frac{w_1}{w_2} = \exp \left( \left[ \left( \frac{\partial \Phi}{\partial P} \right) \Big|_{P=P_0} - \frac{4\pi r_0^3}{3} \right] \frac{P}{kT} \right), \quad (11)$$

где  $\Phi$  — термодинамический потенциал Гиббса;  $P_0$  — давление при температуре фазового перехода  $T_0$ , от которой отсчитывается перегрев или переохлаждение;  $k$  — постоянная Больцмана.

Если  $\partial \Phi / \partial P \Big|_{P=P_0}$  соответствует "газообразной" фазе, то  $\partial \Phi / \partial P \Big|_{P=P_0} \gg (4\pi r_0^3 / 3)$  и из (11) следует, что при  $P > 0$   $w_1 \gg w_2$ . Таким образом, динамическое давление существенно повышает вероятность зародышеобразования.

Кластеры металла, находясь в ударно-сжатом слое, приобретают отрицательный заряд, относительную величину  $Z_d$  которого оценим из выражения  $Z_d e^2 / \varepsilon_0 = z \cdot a k T_e$ , где  $e$  — элементарный заряд;  $\varepsilon_0$  — электрическая постоянная;  $a$  — характерный размер кластера;  $T_e$  — температура электронов плазмы;  $z$  — безразмерный параметр кластеров в плазме [18, 19].

В такой ситуации между заряженными кластерами включается качественно новое взаимодействие и в отдельных областях пространства начинается процесс флуктуационного зарождения новой фазы  $\delta n(\mathbf{r}, t)$ . В связи с этим введем параметр порядка:

$$\varepsilon(\mathbf{r}, t) = \delta n(\mathbf{r}, t) / \bar{n}_k, \quad (12)$$

где  $\bar{n}_k$  — средняя критическая концентрация металлических кластеров, при достижении которой включается взаимодействие между ними. Пространственно-временное распределение  $\delta n(\mathbf{r}, t)$  есть фактически конфигурация зародыша.

Для описания эволюции параметра порядка с учетом потенциала взаимодействия  $V(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$  запишем следующее уравнение:

$$\frac{\partial \varepsilon(\mathbf{r}, t)}{\partial t} = D \Delta \varepsilon(\mathbf{r}, t) - \frac{D}{kT_m} \vec{\nabla} \varepsilon(\mathbf{r}, t) \cdot \vec{\nabla} \int V(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \bar{n}(\mathbf{r}', t) d\mathbf{r}' - \frac{D}{kT_m} \varepsilon(\mathbf{r}, t) \cdot \Delta \int V(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \bar{n}(\mathbf{r}', t) d\mathbf{r}', \quad (13)$$

где первое слагаемое учитывает диффузионные процессы; второе и третье учитывают силовые взаимодействия между кластерами;  $D$  — коэффициент диффузии металлических кластеров

в плазме;  $kT_m$  — их средняя тепловая энергия в плазме. Потенциал взаимодействия заряженных кластеров металла представим в следующем виде [19]:

$$V(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \frac{Z_d^2 e^2}{\varepsilon_0 |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \left[ \alpha \exp\left(-a_+ \frac{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}{\lambda}\right) + \beta \cos\left(a_- \frac{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}{\lambda}\right) \right], \quad (14)$$

где  $\lambda$  — дебаевский радиус экранирования для ионов в плазме; параметры  $\alpha, \beta, a_-, a_+$  определяются отношением температур ионов и электронов, концентрацией металлических кластеров и компонент плазмы.

Взаимодействие (14) связано с коллективными эффектами в системе заряженных частиц [18, 19]. При резком понижении температуры происходит нейтрализация зарядового состояния компонентов системы, и большинство образованных частиц становятся нейтральными. В этом случае включаются межмолекулярные силы, существенные на малых расстояниях.

В общем виде решение уравнения (13) имеет вид

$$\varepsilon(\mathbf{r}, t) = \sum_q C_q \exp\left[i(\mathbf{q}\mathbf{r} - \omega_q t) - \frac{t}{\tau_d}\right], \quad (15)$$

где

$$\omega_q = \frac{D}{kT_m} \mathbf{q} \bar{\nabla} \int_0^\infty V(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \bar{n}(\mathbf{r}', t) d\mathbf{r}', \quad (16)$$

$$\tau_d = \left( Dq^2 + \frac{D}{kT_m} \Delta \int_0^\infty V(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \bar{n}(\mathbf{r}', t) d\mathbf{r}' \right)^{-1}, \quad (17)$$

$\tau_d$  — время жизни зародыша новой фазы.

Полученное выражение для параметра порядка (15) позволяет проанализировать возможность возникновения устойчивых металлических частиц в зависимости от концентрации исходных кластеров металла, их размера и средней энергии, а также параметров плазмы.

Как показывает анализ полученных результатов, распределение параметра порядка определяет размеры стабильных ( $\varepsilon=1$ ) и нестабильных ( $\varepsilon<1$ ) металлических частиц, образованных в результате слияния заряженных кластеров металла в плазме ударно-сжатого слоя, которые в зависимости от термодинамических параметров осаждаются на поверхность (рис. 5, а, б).

При определенных параметрах плазмы наиболее устойчивы частицы при  $\varepsilon=1$ . Размер частиц, образованных из кластеров составляет 50–200 нм. Отметим, что существование частиц при  $\varepsilon=0,2-0,6$  является возможным, но они менее устойчивы.

Дополнительные пики на зависимостях параметра порядка отражают возможность образования неустойчивых частиц, сформированных из кластеров металла с данным размером. Уравнение (15) дает спектр размеров с различным параметром порядка, в том числе и неустойчивых. Физически это означает возможность возникновения частиц с различными размерами в данных условиях, но с различной вероятностью. Физически возможно образование частиц различного размера. Но их время жизни различно. Оно тем меньше, чем меньше параметр порядка. Таким образом, дополнительные пики — это неустойчивые частицы, т.е. нестабильные. Но они могут выпадать на поверхность в силу высокой скорости охлаждения, в силу неравновесности процесса осаждения, так как времени для их распада недостаточно.

Анализ полученных результатов показал, что в данных термодинамических условиях компрессионной плазмы размер частиц на поверхности кремния, обладающих субструктурой, т.е. состоящих из более мелких, составляет 50–300 нм, что согласуется с полученными экспериментальными данными.

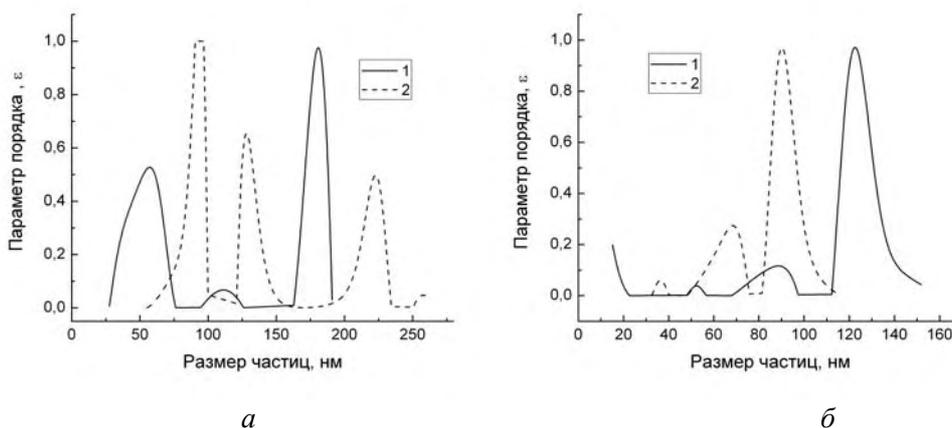


Рис. 5. Параметр порядка  $\varepsilon$  в зависимости от размера частиц: а)  $n_i = 3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ : 1 —  $T_e = 3 \text{ эВ}$ ;  $n_m = 3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ; 2 —  $T_e = 4 \text{ эВ}$ ;  $n_m = 5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ; б)  $n_i = 10^{17} \text{ см}^{-3}$ : 1 —  $T_e = 3,5 \text{ эВ}$ ;  $n_m = 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ; 2 —  $T_e = 4,5 \text{ эВ}$ ;  $n_m = 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ . Здесь  $n_i$ ,  $n_m$  — концентрация плазмы и кластеров в ударно-сжатом слое

### Заключение

В результате проведенных исследований показано, что образование наноструктурированного покрытия на поверхности кремния при воздействии компрессионного плазменного потока, содержащего металлическую компоненту, характеризуется формированием металлических частиц в области ударно-сжатого слоя с размером 50–300 нм, которые осаждаются на поверхность кремния на заключительной стадии разряда и образуют монослой.

Анализ кинетики процесса показал, что образование и рост кластеров никеля и железа идет до определенного среднего размера 30 нм. Такие кластеры накапливаются в ударно-сжатом слое и объединяются в более крупные частицы. Это обусловлено взаимодействием металлических частиц между собой за счет изменения диэлектрических свойств плазменной среды; при этом энергия взаимодействия становится отрицательной и происходит формирование связанных состояний.

Из анализа эволюции параметра порядка следует, что в ударно-сжатом слое возможно формирование стабильных и нестабильных частиц различных размеров. В условиях конденсации и кристаллизации как стабильные, так и нестабильные частицы металла выпадают из ударно-сжатого слоя на поверхность в результате резкого понижения температуры среды.

## MECHANISM OF FORMATION OF SURFACE NANOSTRUCTURED METAL-BASED COATING BY COMPRESSING PLASMA FLOW

N.T. KVASOV, A.L. DANILYUK, A.V. PUNKO, V.V. UGLOV, V.M. ANISHCHIK,  
N.N. CHERENDA, YU.V. SVESHNIKOV, V.M. ASTASHYNSKI, S.I. ANANIN,  
E.A. KOSTYUKEVICH, A.M. KUZ'MITSKI

### Abstract

The model of formation of nanostuctured metal-based coating on the silicon surface by influence of compression plasma impulse is proposed. Size and charge estimations of metal particles, their concentration and attraction potential parameters between charged particles were obtained. The equation for evolution of ordering parameter at metal particles growth was solved. The result of vaporization and coagulation at these conditions is formation of 30 nm metal clusters which later united in

300 nm particles and precipitate on silicon surface from impact-compressed layer. The result coating on silicon surface is monolayer.

### Литература

1. *Chang H., Okuyama K.* // Journ. Aerosol Scien. 2002. Vol. 33. P. 1701–1720.
2. *Gartner M., Ghita A., Anastasescu M., et al.* // Journ. Optoelectronics and Advan. Mater. 2005. Vol. 7. P. 401–407.
3. *Balamurugan B., Mehta B.R.* // Thin Solid Films. 2001. Vol. 396. P. 90–96.
4. *Золотухин И.В.* // Соросовский образовательный журнал. 1998. Т. 1. С. 103–106.
5. *Uglov V.V., Kuleshov A.K., Astashynskaya M.V., et al.* // Composites Science and Technology. 2005. Vol. 65. P. 785–791.
6. *Jensen P.* // Rev. Mod. Phys. 1999. Vol. 71. P. 1695–1735.
7. *Jensen P., Barabasi A.-L., Larralde H., et al.* // Phys. Rev. B. 1994. Vol. 50. P. 15316–15329.
8. *Vijayalakshmi S., George M.A., Shturmann J., Grebel H.* // Applied Surface Science. 1998. Vol. 127–129. P. 378–382.
9. *Johnson C., Gemmen R., Orlovskaya N.* // Composites B. 2004. Vol. 35. P. 167–172.
10. *Astashynski V.M., Ananin S.I., Askerko V.V., et al.* // Problems of Atom. Scien. and Techn. Series: Plasma Physics. 2005. Vol. 10. P. 166–168.
11. *Асташинский В.М., Ефремов В.В., Костюкевич Е.А., и др.* // Физика плазмы. 1991. Т. 17, № 9. С. 1111–1115.
12. *Углов В.В., Анищик В.М., Асташинский В.В., и др.* // Письма в ЖЭТФ. 2001. Т. 74, № 4. С. 234–236.
13. *Uglov V.V., Anishchik V.M., Astashynski V.V., et al.* // Surf. Coat. Techn. 2002. Vol. 158–159. P. 273–276.
14. *Асташинский В.М., Баканович Г.И., Кузьмицкий А.М., Минько Л.Я.* // Инженерно-физический журнал. 1992. Т. 62. С. 386–390.
15. *Astashynski V.M., Ananin S.I., Askerko V.V., et al.* // Surf. Coat. Techn. 2004. Vol. 180–181. P. 392–395.
16. *Смирнов Б.М.* // УФН. 2003. Т. 173, № 6. С. 609–648.
17. *Смирнов Б.М.* // УФН. 2000. Т. 170, № 5. С. 495–534.
18. *Цытович В.Н.* // УФН. 1997. Т. 167, № 1. С. 57–99.
19. *Цытович В.Н., Морфилл Г.Е.* // Физика плазмы. 2002. Т. 28, № 3. С. 195–201.
20. Handbook of Chemistry and Physics 79th ed. (Ed. D.R. Lide). London: CRC Press, 1998–1999.