

## Высокотемпературное полевое испарение и его связь с поверхностной ионизацией

© О.Л. Голубев

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,  
194021 Санкт-Петербург, Россия  
e-mail: O.Golubev@mail.ioffe.ru

(Поступило в Редакцию 31 октября 2012 г.)

Рассматривается явление высокотемпературного полевого испарения металлов сплавов и его связь с явлением поверхностной ионизации. Проанализированы основные параметры процесса испарения — зависимость скорости испарения от температуры эмиттера и электрического поля у поверхности эмиттера, зарядность испаряемых ионов и ее зависимость от температуры, кинетические характеристики процесса испарения, а также и состояние поверхности эмиттера при одновременном воздействии высоких полей и температур. Установлено, в чем состоит сходство и отличие явлений полевого испарения при высоких температурах и поверхностной ионизации в сильном электрическом поле.

### Введение

Высокотемпературным полевым испарением можно назвать процесс испарения ионов с поверхностей полевых эмиттеров при температурах  $T$  заметно выше комнатной (обычно  $T = 800\text{--}2000\text{ К}$ ) для тугоплавких металлов и электрических полях напряженностью  $F \sim 10\text{ В/нм}$  ( $F = 10\text{--}30\text{ В/нм}$  для тех же объектов). Явление это лежит в промежуточной по величинам напряженностей полей области между классическим низкотемпературным полевым испарением (НТПИ) при криогенных  $T$  и поверхностной ионизацией (ПИ) в сильном поле. При ПИ в качестве эмиттеров обычно используют нити микронной толщины, а при НТПИ для получения более высоких полей в качестве эмиттеров используются острия с радиусом кривизны несколько сотен ангстрем. Обычно ПИ наблюдается при величинах  $T \sim 1000\text{ К}$  и  $F \sim 10^{-3}\text{--}10^{-1}\text{ В/нм}$ . В этом случае ион испаряется через барьер Шоттки, находящийся на критическом расстоянии  $x_c = 10\text{--}100\text{ \AA}$  от поверхности эмиттера. При криогенном НТПИ величины полей  $F = 30\text{--}60\text{ В/нм}$  и, следовательно, величины  $x_c$  меньше  $1\text{ \AA}$ , что меньше радиусов большинства атомов; в таком случае понятие барьера Шоттки теряет смысл и считается, что испарение происходит тогда, когда внешнее поле снижает барьер практически до нуля. Оба эти процесса дают ионы разной зарядности, например, при НТПИ в случае испарения  $W$  получаются ионы  $W^{+3}$ ,  $W^{+2}$  и  $W^{+4}$  и никогда не наблюдаются однозарядные ионы  $W^+$ [1,2], тогда как ПИ дает практически только однозарядные ионы [3]. Явление же ВТПИ, которое наблюдается при  $F \sim 10\text{ В/нм}$  и соответственно  $x_c = 1.5\text{--}3.0\text{ \AA}$ , покрывает ту область  $T$  и  $F$ , где поверхностная ионизация переходит в полевое испарение с соответствующим изменением заряда испаряемых ионов, поэтому эксперименты в данной области весьма интересны.

Фактическим инициатором изучения ВТПИ был основатель и в течение многих лет руководитель Лаборато-

рии физической электроники ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН профессор Николай Ильич Ионов, память о котором хранят с благодарностью сотрудники лаборатории. Будучи крупнейшим специалистом в области поверхностной ионизации он хотел продвинуть исследования поверхностной ионизации в сильном электрическом поле в область полей  $F$  вплоть до нескольких десятков  $\text{В/нм}$ . Он полагал, что процессы полевой ионизации и полевого испарения есть частные случаи общего явления поверхностной ионизации. Однако крупнейшие зарубежные ученые-исследователи в области физики сильных полей — Э. Мюллер и другие — категорически с ним не согласились. „Детскую болезнь поверхностной ионизации мы давно прошли“, — говорил Э. Мюллер во время посещения ФТИ им. А.Ф. Иоффе в начале 60-х годов прошлого века. Действительно, во-первых, в случае ПИ наблюдаются исключительно однозарядные ионы, только для Ва регистрируются в небольшом количестве и двухзарядные, а при НТПИ ионы наблюдаются, как правило, многозарядные, например для  $W$  наблюдались ионы  $W^{+3}$ ,  $W^{+2}$ ,  $W^{+4}$ , а при особенно сильных полях — даже ионы  $W^{+5}$  и  $W^{+6}$ , но никогда для  $W$  (как и для большинства других тугоплавких металлов) не наблюдались однозарядные ионы  $W^+$ . Во-вторых, зависимость скорости испарения от  $T$  в случае ПИ гораздо сильнее, чем от  $F$ , а для НТПИ — совсем наоборот, зависимость скорости от  $F$  много сильнее, чем от  $T$ . И наконец, энергия активации процесса для большинства элементов в случае ПИ — несколько  $\text{eV}$ , тогда как для НТПИ эта величина близка к нулю. Для прояснения ситуации в этом вопросе и были начаты исследования полевого испарения при высоких температурах, близких к случаю ПИ, и сильных полях, близких к ситуации с НТПИ, в группе полевых эмиссионных методов Лаборатории физической электроники ФТИ им. А.Ф. Иоффе. К тому времени в данной области было выполнено всего несколько эпизодических работ и область представлялась неисследованной.

## Результаты и обсуждение

### Изменение заряда испаряемого иона с температурой

Интересным наблюдением этих первых эпизодических работ было обнаружение изменения заряда испаряемого иона с ростом  $T$  эмиттера даже в области криогенных  $T$ . Мюллер и Цонг в своей известном обзоре писали „Быстрое изменение заряда иона с повышением температуры должно, пожалуй, вызвать удивление“ [1]. Действительно, эксперименты показали [4], что если при  $T = 21$  К испарение  $\text{Be}$  происходило только в виде ионов  $\text{Be}^{+2}$ , то при  $T = 300$  К преобладали уже ионы  $\text{Be}^+$ , подобная же картина наблюдалась и для ионов  $\text{Ni}$  и  $\text{Cu}$ , однако объяснения этому явлению дано не было. Удивление же состояло в том, что, согласно всем теоретическим рассуждениям, хорошо проверенным на эксперименте, температура вообще не должна влиять на заряд испаряемого иона. Проведенные авторами эксперименты с разными элементами  $\text{W}$ ,  $\text{Ta}$ ,  $\text{Re}$ ,  $\text{Ir}$ ,  $\text{Pt}$ ,  $\text{Ni}$ ,  $\text{Cr}$  и с некоторыми сплавами [5–9] также показали довольно быстрое падение заряда иона с ростом  $T$  эмиттера.

Испаряющие поля различных элементов  $F_{\text{ev}}$ , приведенные во многих обзорах, например в [10], рассчитаны по известному выражению

$$F_{\text{ev}} = (\lambda_0 + \sum_n I_n - n\varphi - 3.6n^2/r)/nr, \quad (1)$$

где  $\lambda_0$  — теплота испарения элемента,  $\sum_n I_n$  — суммарный потенциал ионизации  $n$ -кратно заряженного иона,  $\varphi$  — работа выхода эмиттера,  $r$  — радиус атома. При этом предполагается, что возбуждение малб и внешнее поле снимает потенциальный барьер для испарения иона практически до нуля. Такой подход справедлив, поскольку в случае испарения при криогенных  $T$  величины энергии активации испарения  $n$ -кратно заряженного иона  $Q_n$ , оцененные экспериментально, действительно весьма малы и составляют  $Q_n \sim 0.1$  eV [2], но справедливо это только для случая испарения при криогенных  $T$  и, следовательно, максимально высоких  $F_{\text{ev}}$ .

Зависимость скорости полевого испарения характеризуется обычным законом Аррениуса, только энергия активации  $Q_n$  зависит от величины приложенного поля. Согласно [11], величина тока ионов полевого испарения  $i$  (т.е. скорости испарения) определяется выражением

$$i = n_{hr} v_0 \exp(-Q_n/kT), \quad (2)$$

где  $n_{hr}$  — число активных эмиссионных центров на поверхности и  $v_0$  — предэкспоненциальный множитель. Используя принятую в настоящее время модель обмена зарядом для случая металлической связи [1], выражение для  $Q_n$  можно представить в следующем виде:

$$Q_n = \lambda_0 + \sum_n I_n - n\varphi - (n^3 e^3 F)^{1/2} + (1/2)\alpha F^2, \quad (3)$$

где  $\alpha$  — поляризуемость атома. Для удобства вычислений можно выражение (3) переписать как

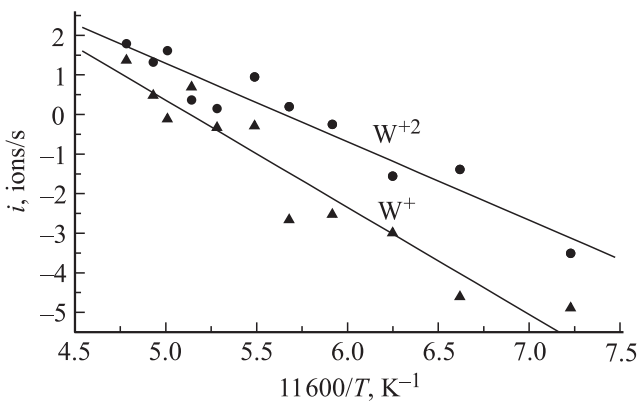
$$Q_n = \lambda_0 + \sum_n I_n - n\varphi - 1.2\sqrt{nF} + 3.45 \cdot 10^{-4} \alpha F^2. \quad (4)$$

При такой записи величина  $Q_n$  получается непосредственно в eV, если  $F$  определяется в V/nm и  $\alpha$  — в  $\text{\AA}^3$  (величины  $\varphi$  и  $I_n$  всегда выражены в eV). Таким образом, выражение (4) показывает, что температура вообще практически не влияет на величины, составляющие  $Q_n$ , если пренебречь температурной зависимостью работы выхода, которая, во-первых, мала, а во-вторых, одинакова для ионов разного заряда, поскольку характеризует не ион, а поверхность, с которой ион испаряется. Следовательно, температура эмиттера и не должна влиять на заряд испаряемого иона, однако почему же тогда заряд испаряемого иона так быстро падает с ростом  $T$  эмиттера? Дело в том, что рост  $T$  вызывает, как показывает (2), экспоненциальный рост скорости испарения, т.е. ионного тока  $i$ , и для того чтобы работать с разумными скоростями испарения и не испарить вершину острейшего эмиттера за доли секунды, необходимо соответственно снижать величину испаряющего поля  $F_{\text{ev}}$  при росте  $T$ . Снижение величины  $F_{\text{ev}}$  приводит, согласно выражению (4), к увеличению  $Q_n$ , которая становится не равной практически нулю, как справедливо предполагается в случае НТПИ. При более низких по сравнению с НТПИ величинах  $F_{\text{ev}}$  именно соотношение величин  $Q_n$  для ионов разных зарядов и будет определять зарядность испаряемых ионов. В отсутствие внешнего поля вообще (случай чистой поверхностной ионизации) всегда испаряются реально только однозарядные ионы, поскольку для них величина  $Q_1 = \lambda_0 + I_1 - \varphi$ , а для двухзарядных ионов  $Q_2 = \lambda_0 + I_1 + I_2 - 2\varphi$  и  $Q_2 - Q_1 = I_2 - \varphi$ . Величина  $Q_1$  будет всегда заметно меньше  $Q_2$  практически для всех элементов, поскольку величина второго потенциала ионизации  $I_2$  всегда больше 10 eV, а величина работы выхода  $\varphi$ , наоборот, всегда меньше 10 eV. Именно наличие внешнего испаряющего поля и соответственно шоттковского члена в выражении (3) и создает многозарядные ионы, причем чем выше  $F_{\text{ev}}$ , тем выше и зарядность испаряемого иона, поскольку при высоких  $F_{\text{ev}}$  величины  $Q_2$ ,  $Q_3$  и даже  $Q_4$  могут стать меньше величины  $Q_1$ . Однако если проводить испарение не в непрерывном режиме, а в режиме коротких испаряющих импульсов наносекундной длительности с малой частотой следования, то можно в течение определенного времени (пока эмиттер все же не затупится) и не снижать величину испаряющего поля  $F_{\text{ev}}$  при росте  $T$ , тогда в этом случае зарядность иона и не будет меняться. Подобные эксперименты были нами проведены с эмиттерами из нихрома [7], когда при изменении  $T$  эмиттера от 77 до 300 К не менялась величина  $F_{\text{ev}}$  и соответственно не менялась и зарядность испарявшихся ионов  $\text{Ni}$  и  $\text{Cr}$ .

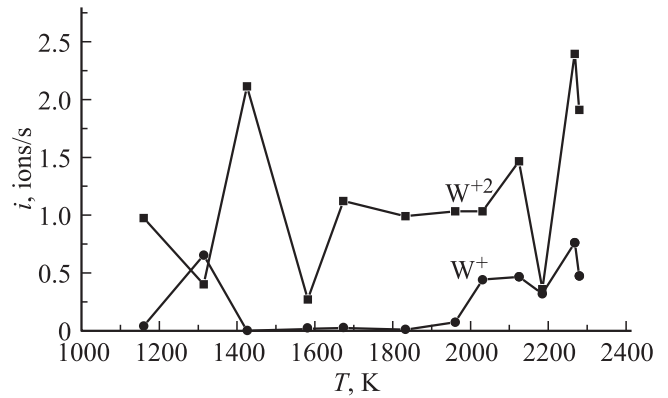
**Энергия активации высокотемпературного полевого испарения и однозарядные ионы тугоплавких металлов**

Для того чтобы подтвердить правильность подобно-го рассмотрения, необходимо было экспериментально определить кинетические параметры ВТПИ и прежде всего — энергию активации процесса испарения  $Q_n$ , поскольку при НТПИ эта энергия практически близка к нулю, а при ПИ она составляет, как правило, несколько eV. Для определения  $Q_n$  необходимо измерить величины ионного тока  $i$  при разных  $T$  и одной и той же величине  $F_{ev}$ , поскольку именно величина тока характеризует скорость испарения атомов в виде ионов с поверхности эмиттера, и построить график Аррениуса  $\ln i = f(1/T)$ , наклон которого даст величину  $Q_n$ , а отсечка —  $n_{hr} \nu_0$ . Величина  $n_{hr}$ , как уже отмечалось, это количество активных эмиссионных центров на поверхности эмиттера, в случае испарения при криогенных  $T$  — это число атомов в положении kink (т.е. в изломе ступени), а в случае испарения при высоких  $T$  — это число термополевых нановыступов [10] на поверхности, с вершин которых и испаряются ионы. Подобные графики Аррениуса для испарения вольфрамового эмиттера [6] представлены на рис. 1, наклоны графиков дают для одно- и двухзарядных ионов W величины  $Q_1 = 2.7 \pm 0.27$  eV,  $Q_2 = 1.98 \pm 0.19$  eV, а также значения  $\nu_0 = 2 \cdot 10^5$  и  $3 \cdot 10^4$  для испаренных ионов  $W^+$  и  $W^{+2}$  соответственно при средней величине  $F_{ev} = 21 \pm 1$  V/nm. Величины  $Q_n$  были определены нами и для испарения ряда других тугоплавких металлов Re, Ir, Pt [5,8], все они лежали в пределах  $Q_n = 1.5-3.0$  eV в интервале испаряющих полей  $F_{ev} = 10-20$  V/nm. Таким образом, в случае ВТПИ величины энергий активации процесса отнюдь не близки к нулю, а составляют, как и при ПИ, от одного до нескольких eV.

Что касается наблюдения однозарядных ионов тугоплавких металлов, то соответствующие эксперименты были проведены нами с W и Ta [6]. В случае испарения при комнатной  $T$  на спектрах наблюдались только трехзарядные ионы  $W^{+3}$  и  $Ta^{+3}$ , однако рост  $T$  эмиттера



**Рис. 1.** Графики Аррениуса  $\ln i = f(1/T)$  для ВТПИ, одно- и двухзарядных ионов W.

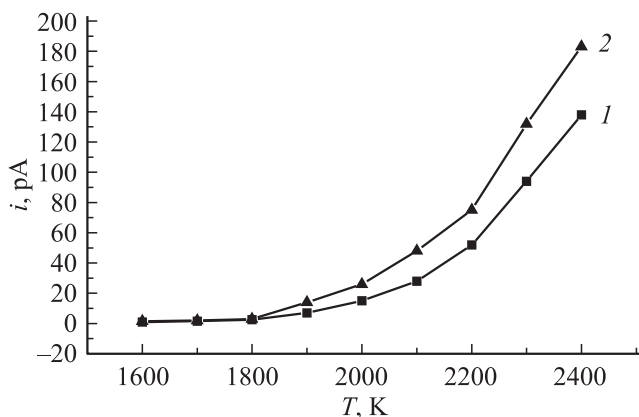


**Рис. 2.** Интенсивность появления ионов  $W^+$  и  $W^{+2}$  в интервале температур эмиттера  $1200 \leq T \leq 2300$  K и испаряющих полей  $F_{ev} \sim 30$  V/nm.

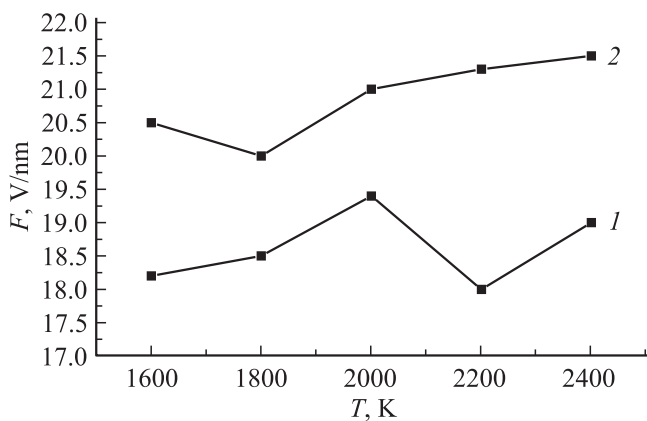
при испарении приводил к появлению двухзарядных ионов  $W^{+2}$  и  $Ta^{+2}$ , амплитуда пиков которых росла с ростом  $T$ , при этом сигнал от трехзарядных ионов соответственно уменьшался и при  $T \sim 1000$  K на спектрах преобладали уже двухзарядные ионы. На рис. 2 показан график появления ионов разной зарядности для W. Видно, что при  $T \geq 2000$  K при преобладании двухзарядных ионов уверенно наблюдаются и однозарядные ионы  $W^+$  (при более низких  $T$  регистрируются в основном только следы), подобная же картина наблюдается и для ионов Ta, только скорость испарения ионов в несколько раз выше вследствие меньших значений величин  $Q_n$  для Ta. Таким образом, при полевом испарении в случае высоких  $T$  однозарядные ионы вполне можно наблюдать даже для самых тугоплавких металлов.

**Зависимость скорости испарения от T и от F и общий характер процесса**

Примененная в экспериментах методика полевой электронной, ионной и испарительной микроскопии позволяла определять ионные токи острия-эмиттера, определять величины  $F$  или  $\phi$ , а также наблюдать состояние поверхности эмиттера с разрешением, близким к атомарному. На рис. 3 представлена зависимость ионного тока полевого испарения W от  $T$  эмиттера [5] (довольно типичная для полевого испарения других тугоплавких металлов) при различных величинах приложенного испаряющего напряжения  $U_{ev} - 10$  и  $12$  kV, а на рис. 4 — температурные зависимости величины  $F_{ev}$ , при этом каждая кривая  $F_{ev}(T)$  соответствует различным величинам  $i$ , но одной и той же величине  $U_{ev}$  также либо  $10$ , либо  $12$  kV. При этом надо иметь в виду, что величина  $F_{ev}$  меняется не вследствие влияния непосредственно температуры, а потому, что при разных  $T$  и одном и том же  $U_{ev}$  по-разному меняется форма эмиттера вследствие термополевого воздействия, и, следовательно, меняется и  $F_{ev}$  [12]. Из рис. 3 видно, что повышение  $T$  эмиттера всего на  $\sim 15-20\%$  приводит к росту тока в  $10-15$  раз.



**Рис. 3.** Зависимость ионных токов со всей поверхности W-острия от температуры эмиттера при разных величинах приложенного напряжения  $U$ , kV: 1 — 10, 2 — 12.



**Рис. 4.** Изменение величин испаряющих полей при изменении температуры эмиттера.  $U$ , kV: 1 — 10, 2 — 12.

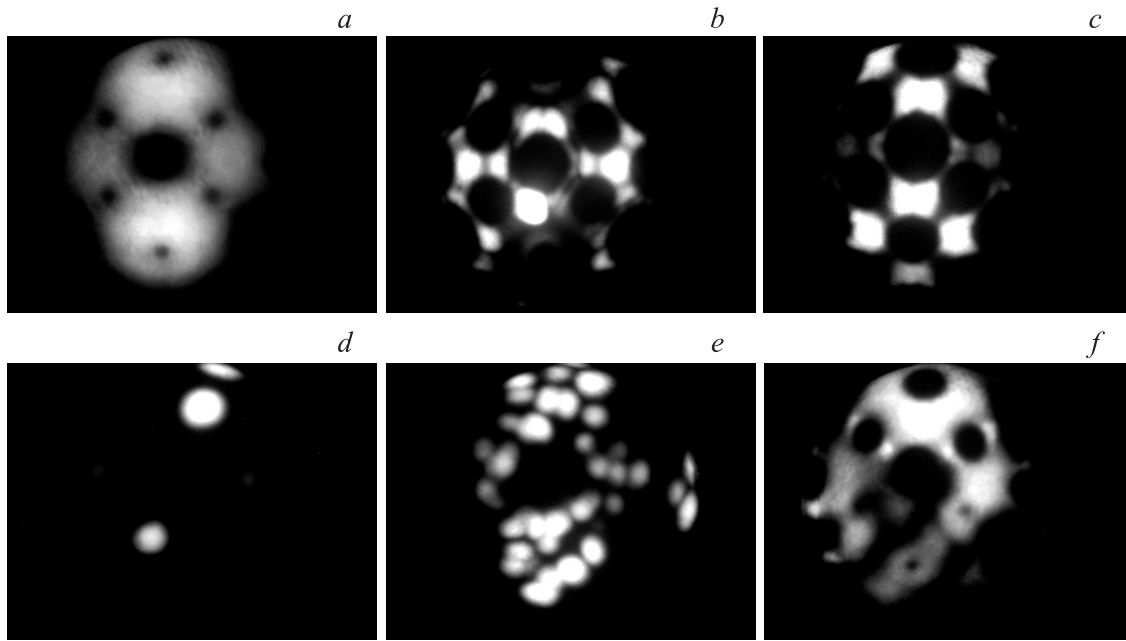
При этом на зависимости  $i(T)$  видны два участка роста  $i$ : более пологий при низких  $T$  и резкий при высоких  $T$ . Надо отметить, что ток довольно сильно флуктуирует даже при неизменных  $T$  и  $U_{ev}$ , величины флуктуаций могут быть значительными,  $i$  может меняться от десятков % до разов и измеренные  $i$  являются средними во времени величинами. Обращает на себя внимание на рис. 3, что скорость роста  $i$  от  $T$  оказывается сильнее, чем от  $U_{ev}$ , а стало быть, и от  $F_{ev}$ , а это опять же близко соответствует ПИ, но совершенно противоречит НТПИ, где как раз, наоборот, зависимость скорости испарения от  $F_{ev}$  много сильнее, чем от  $T$ . Такое поведение не является удивительным и легко объяснимо. Из выражения (2) легко получить температурную зависимость скорости полевого испарения (т.е. ионного тока)

$$(d \ln i / dT) = -Q_n / kT. \quad (6)$$

В случае испарения при низких  $T$  и соответственно высоких  $F$  величины  $Q_n$ , как уже отмечалось, крайне малы и составляют сотые доли В, поэтому даже большие изменения  $T$  вызывают незначительное

изменение  $Q_n/kT$ , поскольку большое изменение малой величины есть малая величина. В случае же изменения  $F_{ev}$  величины  $Q_n$  очень сильно меняются, поскольку  $(\lambda_0 + \sum_n I_n - n\phi)$  для многозарядных ионов — очень большие величины, например  $\sim 45$  eV для трехзарядного иона  $W^{+3}$ , и здесь, наоборот, даже малое изменение очень большой величины есть большая величина: изменение  $F_{ev}$  на проценты приводит к изменению скорости испарения на многие порядки. Таким образом, характерным отличием НТПИ от случая ПИ, а теперь также и от ВТПИ является сильная зависимость скорости испарения от  $F$  и относительно слабая от  $T$ .

Представленные на рис. 4 кривые  $F_{ev}(T)$  при различных  $U$  показывают в пределах одной кривой относительно слабое изменение величины  $F_{ev}$  с изменением  $T$  и немонокотный характер этого изменения. Если принять величину  $F_{ev}$  как среднюю величину между максимальным и минимальным значениями  $F$  во всем диапазоне его изменения, то при  $U_{ev} = 10$  kV величина  $F_{ev} = 18.8 \pm 0.9$  V/nm, а при  $U_{ev} = 12$  kV значение  $F_{ev} = 20.7 \pm 0.7$  V/nm. При этом видно, что величина  $F_{ev}$  возрастает непропорционально росту приложенного напряжения  $U$ . Сложный характер изменения величины поля у поверхности эмиттера определяется тем, что при одновременном воздействии на эмиттер высоких  $T$  и сильных  $F$  начинает сложным образом меняться форма эмиттера вследствие процессов полевой диффузии и полевого кристаллического роста [10]. Примененная нами методика полевой эмиссионной микроскопии, совмещавшая в себе полевую электронную, ионную и испарительную микроскопии, позволяла наблюдать состояние поверхности эмиттера непосредственно на экране прибора с атомарным или близким к атомарному разрешением практически при любой  $T$  эмиттера. Рис. 5 показывает полевые электронные изображения W-эмиттера на разных стадиях формоизменения вследствие одновременного воздействия высоких  $T$  и  $F$ , которые и дают ответ на вопрос о причинах подобных зависимостей величин  $i$  и  $F_{ev}$  от  $T$ . Рис. 5, а демонстрирует исходную классическую форму отжига эмиттера, которая получается после прогрева эмиттера при  $T \sim 2500$  К. Для нее полевой множитель  $\beta = 5560$  1/cm ( $F = \beta U$ ,  $\beta = 1/kr$ , где  $k$  — коэффициент, определяемый в основном формой острия-эмиттера), средний радиус  $r = 640$  nm и величина  $U_{10} = 4690$  V.  $U_{10}$  — величина приложенного напряжения, необходимого для получения выбранной нами одной и той же фиксированной величины эмиссионного электронного тока, равной  $i = 10$  nA. Рис. 5, а — классическое изображение поверхности монокристалла W, содержащее темную центральную зону грани {110} с высокой локальной  $\phi \sim 5.3$  eV, четыре симметрично расположенные темные грани типа {112} и сверху и внизу две темные грани {100}. На рис. 5, б показана поверхность эмиттера после воздействия  $F$  и  $T$  — это стадия перестроенного в поле эмиттера, когда вследствие диффузии поверхностных атомов в поле расширяются плотноупакованные



**Рис. 5.** Полевые электронные изображения поверхности W-эмиттера в процессе одновременного воздействия высоких  $T$  и  $F$ :  $a$  — исходная форма отжига;  $b$  — форма острия, перестроенного в поле;  $c$  — форма, близкая к полностью перестроенному острию;  $d$  — форма перестроенного острия с несколькими нановыступами;  $e$  — форма острия с большим количеством нановыступов, выросших на углах и ребрах макронаростов;  $f$  — форма острия после термического сглаживания нановыступов при  $T \sim 1000$  К, видны макронаросты на плотноупакованных гранях W.

грани  $\{110\}$ ,  $\{112\}$  и  $\{100\}$ , а рис. 5,  $c$  показывает стадию формоизменения, близкую к так называемой полной перестройке, когда поверхность ограняется только самыми плотноупакованными гранями. В случае полностью перестроенного острия испарение ионов уже возможно, поскольку величина  $F$  уже, как правило, достаточна для этого. После воздействия при высоких значениях  $U_{tr} = 8000$  В,  $F_{tr} = 44.5$  В/нм и  $T = 1700$  К эмиссионная картина рис. 5,  $d, e$  демонстрирует вначале несколько, а затем и большое количество ярких пятен от эмитирующих наноразмерных выступов, выросших практически на всей поверхности эмиттера, за исключением зоны центральной плоской грани  $\{110\}$ , где ниже локальное поле. Именно с вершин нановыступов, где поле максимально, и испаряются атомы в виде ионов. Значение  $\beta$  достигает здесь уже  $\beta = 18\,750$  1/см, т.е. возрастает в 3.37 раза по сравнению с исходной формой отжига, а величина  $U_{10}$  падает до  $U_{10} = 1718$  В, т.е. уменьшается в 2.73 раза, следовательно, эмиттер в эмиссионной смысле становится „острее“ примерно в 3 раза. При этом конечная величина поля достигает  $F_{cv} = 15$  В/нм, при таких температурах и полях уже возможно интенсивное полевое испарение W, хотя испаряющее поле для W при криогенных  $T$  составляет  $F_{cv} = 53\text{--}57$  В/нм. Если термически сгладить нановыступы рис. 5,  $e$  слабым прогревом при  $T \sim 1000$  К, то на рис. 5,  $f$  видно, что выросли они на вершинах больших наростов-макронаростов, соизмеримых с размерами граней эмиттера. Любой из нановыступов, изображенных на рис. 5,  $e$ ,

может служить точечным источником электронов или ионов, поскольку имеет весьма малые углы эмиссии в сотые доли стерадиана.

Таким образом, при термополевои воздействию на полевые острийные эмиттеры наблюдаются несколько характерных стадий изменения формы эмиттера — перестроенный в поле эмиттер, полностью перестроенный эмиттер и эмиттер, покрытый макронаростами и нановыступами. В интервале  $T$  и  $F$  существования одной и той же стадии формоизменения величина  $F$  меняется незначительно, поскольку возникающие формы геометрически примерно идентичны, тогда как при переходе от одной стадии изменения формы к другой изменение  $F$  может быть весьма значительным. Интенсивное полевое испарение ионов возможно только на стадии образования на поверхности эмиттера нановыступов и макронаростов, однако испарение ионов с острых ребер перестроенного острия в принципе также возможно, его мы и наблюдаем на начальном пологом участке зависимости ионного тока  $i$  от  $T$  на рис. 3, но величины  $i$  здесь незначительны.

Что касается сильных флуктуаций ионного тока при ВТПИ, то объяснение здесь следующее. Ионы испаряются с вершин нановыступов, которые растут на углах и ребрах макронаростов, вырастающих, главным образом, на плотноупакованных гранях монокристаллического острийного эмиттера. При этом вследствие флуктуационного нарушения равновесия между притоком атомов на вершину эмиттера и испарением атомов в виде ионов

с вершины эмиттера макронаросты с нановыступами периодически испаряются, уменьшаясь в размерах от краев граней к их центрам, где величина  $F_{ev}$  меньше, а затем вырастают вновь. На полевым испарительном изображении это наблюдается, как „эффект схлопывания колец“ [9]. Именно схлопывание каждого такого кольца, т.е. испарение макронароста с нановыступами, и вызывает всплеск ионного тока.

## Заключение

Как показывают результаты настоящей работы, по крайней мере для случая высокотемпературного полевого испарения при  $T \sim 1000$  К и  $F \sim 10$  V/nm процесс все же больше соответствует не классическому полювому испарению, а именно поверхностной ионизации в сильном поле. Действительно, наблюдаются однозарядные ионы у большинства элементов, даже у самых тугоплавких W и Ta обнаружены однозарядные ионы, хотя и в относительно небольшом количестве, величины энергий активации  $Q_n$  составляют порядка нескольких eV и зависимость ионного тока от  $T$  все же сильнее, чем зависимость  $i$  от  $F_{ev}$  либо сопоставима с таковой. Что же касается полевого испарения при криогенных температурах, то по всем признакам это все-таки другой процесс — многозарядные ионы, нулевой барьер Шоттки, зависимость тока от  $F$  много сильнее, чем от  $T$ , да и странно как-то говорить о поверхностной ионизации при криогенных гелиевых  $T$  эмиттера  $\sim 5$  К. Процессы поверхностной ионизации в отсутствие приложенного поля и полевого испарения при  $T \leq 77$  К — это действительно физически разные процессы, однако если мы будем при поверхностной ионизации прикладывать внешнее  $F$ , а при полевым испарении „прикладывать внешнюю  $T$ “, то тем самым будем сближать физический характер этих явлений, пока они и не станут в значительной степени идентичными. Аналогия здесь примерно такая: если НТПИ аналогична полевой электронной (автоэлектронной) эмиссии, а ПИ — термоэлектронной эмиссии, то ВТПИ аналогична термоэлектронной эмиссии с эффектом Шоттки. И если термоэлектронная эмиссия с эффектом Шоттки (термоэмиссия в сильном электрическом поле) это есть частный случай термоэлектронной эмиссии вообще, то и ВТПИ в принципе можно рассматривать как частный случай поверхностной ионизации. В таком случае встает вопрос — имеет ли смысл сохранять термин „высокотемпературное полевое испарение“, если этот процесс по всем практически физическим параметрам не отличается от поверхностной ионизации в сильном поле? Нам представляется, что термин ВТПИ имеет право на существование, поскольку ВТПИ все же имеет одно принципиальное отличие от поверхностной ионизации (впрочем, как и от НТПИ). Отличие это состоит в очень сложном характере изменения величины напряженности поля  $F$  у поверхности эмиттера при изменении  $T$

эмиттера и приложенного напряжения  $U$  вследствие радикального изменения формы острейшего эмиттера под воздействием процессов поверхностной диффузии и кристаллического роста в сильном электрическом поле. В случае же ПИ, а также и НТПИ величина напряженности поля  $F$  меняется линейно с изменением приложенного напряжения  $U$ , а от величины  $T$  не зависит вообще, поскольку с эмиттером ничего при этом не происходит, не считая того, что эмиттер в виде нити или ленты при ПИ постепенно испаряется, а острейший эмиттер при НТПИ постепенно тупится в процессе испарения — термического при ПИ либо полевого при НТПИ.

## Список литературы

- [1] Мюллер Э.В., Цонг Т. Автоионная микроскопия. М.: Металлургия, 1972. 360 с.
- [2] Мюллер Э.В., Цонг Т.Т. Полевая ионная микроскопия, полевая ионизация, полевое испарение. М.: Наука, 1980. 217 с.
- [3] Зандберг Э.Я., Ионов Н.И. Поверхностная ионизация. М.: Наука, 1969. 430 с.
- [4] Barofsky D.E., Muller E.W. // Surf. Sci. 1968. Vol. 10. P. 177–196.
- [5] Голубев О.Л., Шредник В.Н. // ЖТФ. 2002. Т. 72. Вып. 8. С. 109–115.
- [6] Голубев О.Л., Блащенко Н.М., Лаврентьев Г.Я. // ЖТФ. 2007. Т. 77. В. 10. С. 11–15.
- [7] Голубев О.Л., Логинов М.В. // ЖТФ. 2006. Т. 76. Вып. 9. С. 107–114.
- [8] Голубев О.Л., Конторович Е.Л., Шредник В.Н. // ЖТФ. 1996. Т. 66. Вып. 3. С. 88–97.
- [9] Бутенко В.Г., Голубев О.Л., Конторович Е.Л., Шредник В.Н. // Письма в ЖТФ. 1992. Т. 18. Вып. 8. С. 86–91.
- [10] Власов Ю.А., Голубев О.Л., Шредник В.Н. // Рост кристаллов. 1991. Т. 19. С. 5–21.
- [11] Forbes R.G. // Appl. Surf. Sci. 1995. Vol. 87–88. P. 1–11.
- [12] Шредник В.Н. Проблемы современной кристаллографии. М.: Наука, 1975. С. 150–171.