

УДК 527.525.2

АНАЛИЗ НИЗКОЧАСТОТНЫХ ФЛУКТУАЦИЙ АВТОЭЛЕКТРОННОГО ТОКА В СИСТЕМЕ УРАН—ИНДИЙ

А. Л. Суворов, В. И. Квинтрадзе, А. Ф. Бобков,
И. Л. Карпизин, В. А. Касаткин

С помощью автоэлектронного микроскопа специальной конструкции и электронной системы управления и регистрации проведен анализ низкочастотных флуктуаций автоэлектронного тока, эмиттируемого острием из урана в условиях технического вакуума ($\sim 10^{-7}$ Тор и ниже). Изучены случаи чистой поверхности урана, а также поверхности, покрытой пленкой индия (степень покрытия $\theta \simeq 1 \div 3$) и пленкой остаточных газов. Показана и частично реализована возможность применения разработанной методики для исследования радиационных свойств металлопленочных систем, характеризующихся условием $\varphi_0 < \varphi_{\text{пл}}$ (φ_0 , $\varphi_{\text{пл}}$ — значения работы выхода подложки и пленки).

Нестабильность автоэлектронной эмиссии (АЭЭ) металлических и полупроводниковых эмиттеров-острий, лезвий и т. п. обусловлена, как известно, дробовым и фликкер (ФШ) шумами [1]. Согласно существующим представлениям, последний, эффективно регистрируемый в относительно низкочастотной области, связан с адсорбционно-десорбционными процессами на поверхности автоэмиттеров (см., например, [2, 3]). Целый ряд экспериментальных исследований, выполненных волею за открытием ФШ, был посвящен в основном анализу вида (частотной зависимости) функции спектральной плотности мощности ФШ— $W(f)$ и функции автокорреляции $f^*(\tau)$, а также поискам способов повышения стабильности катодов на основе АЭЭ. Причем сначала анализировались чистые металлы, и лишь позже перешли к анализу металлопленочных систем. Весьма показательна работа [4], в которой, в частности, показано, что при введении в состав остаточных газов водорода нестабильность тока АЭЭ вольфрамового острия уменьшается на $\sim 2\%$; при этом зависимость $W(f)$ приближается к виду $1/f$, тогда как для очищенной термической вспышкой поверхности вольфрама в условиях ультравысокого вакуума она имела вид $W(f) \sim f^{\tilde{n}-2}$, где $\tilde{n} = \lambda_c \nu / 4\pi D$, λ_c — сечение захвата мигрирующего атома, ν — частота перескоков поверхностных атомов, D — коэффициент диффузии. Кроме того, авторы [4] изучали отдельное влияние на стабильность АЭЭ добавок СО и совместно H_2 и СО. Измерялся как общий ток АЭЭ, так и ток с локальных участков поверхности образца (с различных кристаллографических граней); в последнем случае за зондовым отверстием диаметром 2 мм в флуоресцирующем экране автоэлектронного микроскопа располагался цилиндр Фарадея. Ток с усилителя записывался самописцем или частотным анализатором. Первый регистрировал низкочастотные флуктуации автоэлектронного тока (НИФЛАЭТ), второй — высокочастотные. Позже в литературе были описаны и другие специальные установки для исследования НИФЛАЭТ (например, [5]), свидетельствовавшие о неснижающемся интересе к проблеме. Говоря об исследованиях адсорбционно-эмиссионных свойств металлопленочных систем, необходимо отметить и цикл работ по исследованию поведения и свойств пленок редкоземельных металлов на поверхности тугоплавких подложек [6, 7 и др.].

Анализируя упомянутые выше и целый ряд подобных им работ, можно сделать следующие обобщения.

1. Основной целью изучения фликкер-шума АЭЭ было выяснение степени влияния различных факторов (наличия примесей, пленок, неоднородностей поверхности) на уровень этого шума и поиск путей его снижения, т. е. повышения стабильности катодов на основе АЭЭ.

2. Во всех экспериментах изучаемые металлопленочные системы характеризовались условием

$$\varphi_{п.1} < \varphi_0 \quad (1)$$

($\varphi_{п.1}$, φ_0 — работа выхода пленки и подложки), если материалом пленки был металл. Это, впрочем, вполне естественно, поскольку конечной целью работ было создание эффективных катодов, в частности снижение $\bar{\varphi}$. В случае систем металл—газ и полупроводник—газ (ковалентная связь) соотношение $\varphi_{п.1}$ и φ_0 было различным.

3. Главной получаемой и анализируемой информацией были частотные зависимости функции спектральной плотности мощности фликкер-шума АЭЭ $W(f)$, а также стабильность АЭЭ, тогда как амплитудный спектр флуктуаций (статистическое распределение амплитуд выброса тока ΔI) непосредственно не анализировался.

4. Параметры ФШ АЭЭ измерялись в частотном интервале 10 (в редких случаях — до 1)— 10^6 Гц при вакууме порядка 10^{-8} — 10^{-10} Тор.

5. Не анализировалась связь параметров флуктуаций (и фликкер-шума АЭЭ в целом) с количеством ударов ионов, образующихся по механизму электронного удара в пространстве острие—экран автоэлектронного микроскопа, по поверхности эмиттера, а также с энергией этих ионов (в большинстве работ нет данных о потенциале образца).

Наконец, в [8] были проанализированы различные возможные процессы, протекающие на поверхности металлических автоэммиттеров, покрытых субатомными (степень покрытия $\theta \approx 1 \div 3$) пленками веществ при условии

$$\varphi_0 < \varphi_{п.1} \quad (2)$$

Ссылаясь на предшествующую работу [9], авторы особо отмечают возможность появления флуктуаций с относительно высокими амплитудами ΔI , вызванных расчисткой некоторой области (площади) поверхности образца ΔS от пленки в результате единичного попадания в нее иона остаточного (или иного) газа. При этом подчеркивается, что указанная возможность — далеко не единственная.

Целью настоящей работы явилось исследование НИФЛАЭТ в системе U—In, в полной мере отвечающей условию (2): $\bar{\varphi} (\alpha-U) \approx 3.3$ эВ [10], $\bar{\varphi} (In) \approx 3.8$ эВ [11]. При этом основной упор сделан на вопросы, выпавшие из внимания авторов предшествующих работ.

Экспериментальный прибор — автоэлектронный микроскоп-анализатор — в основном соответствовал конструкции, описанной в [12]. Блок-схема экспериментальной установки показана на рис. 1. Исполнение прибора — стеклянное. Игольчатый образец-острие 1 крепится точечной сваркой на двух вводах-держателях 2 и с помощью магнитной системы вращения 3 может поворачиваться с максимальным линейным угловым отклонением от оси симметрии прибора на 25° . Напротив образца, на расстоянии 30 мм, расположен неподвижный металлический диск 4 с зондовым отверстием диаметром 1.0 мм в центре. Для совмещения с зондовым отверстием нужной кристаллографической грани поверхности образца с диском 4 совмещают (путем вращения вокруг оси $O'-O''$) металлический диск 5; обращенная к образцу поверхность последнего покрыта люминофором, а в месте зондового отверстия диска 4 на люминофоре нанесена индикаторная метка 6. Автоэлектронное изображение наблюдают сбоку через стекло корпуса, его фотографическая регистрация не предусмотрена. Наблюдая изображение образца в процессе вращения системы 3, добиваются совмещения нужной грани с индикаторной меткой, после чего диск 5 удаляют из пространства образец—диск 4 в положение, изображенное на рис. 1.

Очистка и формирование поверхности образца могут проводиться либо термически (используется источник 7), либо путем испарения полем (высоковольтный источник 8 с изменяющейся полярностью); в нашем случае оба режима чередовались.

Вакуумная откачка 9 системы (вакуумная часть экспериментальной установки заключена на рис. 1 в двойной штриховый контур) осуществлялась в три этапа: сначала форвакуумным насосом, потом ртутным диффузионным и, наконец, распылением геттеров. В системе был предусмотрен и осуществлялся общий прогрев: в нашем случае температура прогрева была ограничена возможностями применяемого ВЭУ до 200 °С. Контроль газа в приборе осуществлялся стандартным измерителем парциальных давлений 12 (ИПДО) с омега-тронным датчиком 11. Для изменения и регулировки состава газа в вакуумной

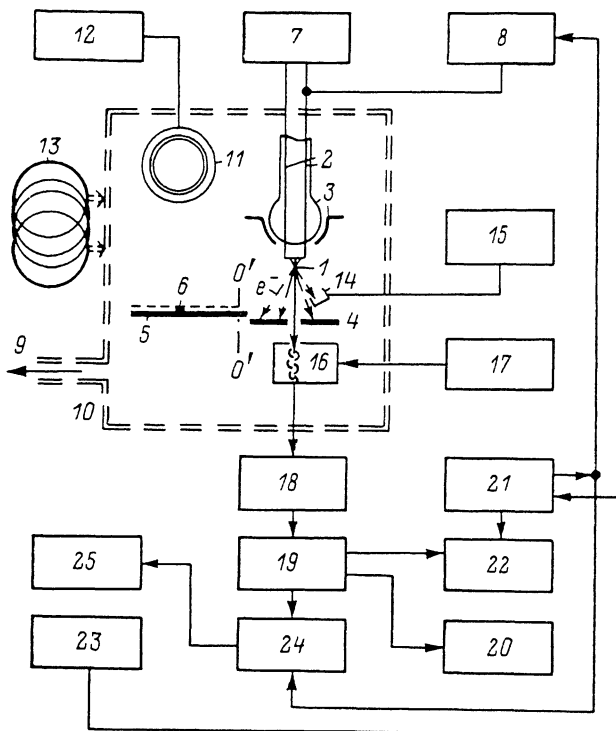


Рис. 1. Принципиальная блок-схема экспериментальной установки.

системе прибора использовалась специальная система 13, предусматривающая предварительную очистку газов и их дозированный напуск. Напыление U осуществлялось из прогреваемой током от источника 15 вольфрамовой «лодочки» 14. Скорость напыления (степень покрытия поверхности θ) контролировалась стандартным способом по изменению общего тока I (работы выхода ϕ) [13]. Каких-либо явно выраженных аномалий (наличия максимума или минимума) на участке $\theta=0 \rightarrow \theta=1$ вплоть до «насыщения» I не наблюдалось.

В качестве детектора электронов 16 использовался стандартный ВЭУ-6 [14], питаемый от источника ВС-22 17. Предусилитель 18 собран на базе операционного усилителя К284УД2 и имеет следующие параметры: $K=100$ мВ/нА, шум на выходе ~ 6 мВ. Усиленный в блоке 18 сигнал (импульс) поступает на усилитель с дискриминатором и формирователем 19. Здесь использован спектрометрический усилитель БУС-2-47. Дискриминатор (диодная отсечка с переменным порогом от 0 до 1 В и рабочей величиной отсечки 0.5 В) обрезает постоянную составляющую тока; временное разрешение на его выходе составляет 0.3 мс.

Для выборочного контроля параметров отдельных импульсов (формы, длительности спада, амплитуды) в установке используется запоминающий осциллограф С1-13 20.

Устройство управления 21 реализует автоматический режим измерений: запускает осциллограф 20, пересчетное устройство 22 и анализатор импульсов 24. Последним служил амплитудный анализатор NOKIA-LP-4840 с блоком вывода информации на цифрпечать 25. Функционирование системы могло быть в любой момент приостановлено вручную (23).

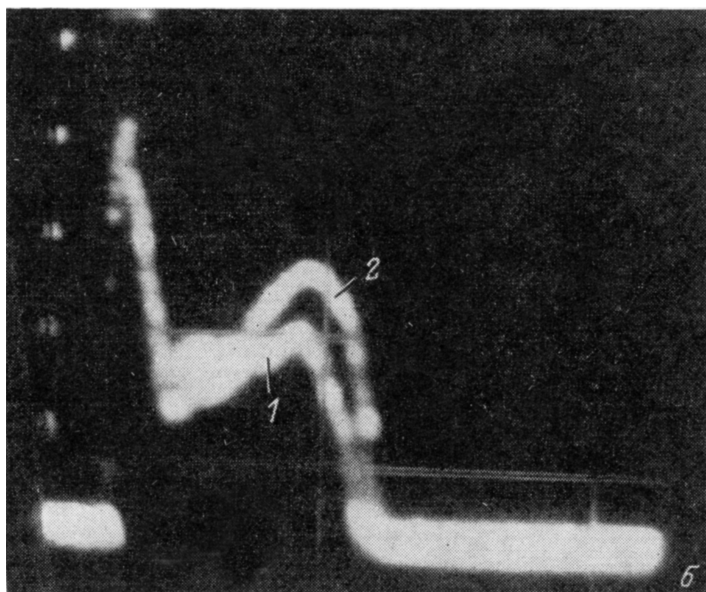
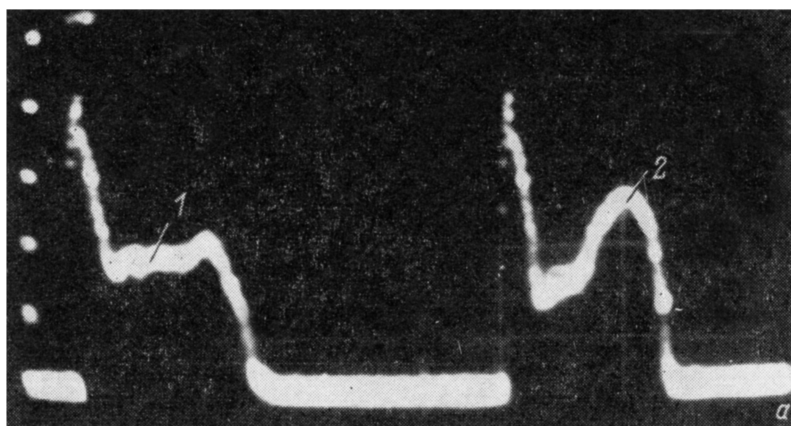


Рис. 2. Амплитудные спектры НИФЛАЭТ поверхности кристаллографической грани (010) урана.

1 — очищенная поверхность, 2 — после адсорбции остаточных газов.

Осциллограммы импульсов и амплитудные спектры фотографировались с экранов осциллографа 20 и анализатора 24 соответственно. Количественный анализ и обработка амплитудных спектров проводились по данным цифрпечатающего устройства 25.

Для изготовления урановых острий использовалась методика, описанная в [15].

Экспериментальная процедура включает в себя следующие основные этапы: 1) изготовление образца-острия; 2) зарядку прибора — крепление образца, запайку корпуса и его напайку на вакуумный пост; 3) вакуумную откачку прибора с обезгаживающим прогревом; 4) периодический контроль состава остаточных газов и заданное изменение состава; 5) формирование исходной поверхно-

сти образца и ее периодическую очистку термически или путем испарения по-
 лем; 6) получение автоэлектронного изображения на экране-индикаторе и вы-
 вод на индикаторную метку выбранной кристаллографической грани; 7) сня-
 тие исходного (эталонного) распределения НИФЛАЭТ по амплитуде и набор
 статистики по форме отдельных импульсов; 8) повторение этапа «6» для разных
 вакуумных условий в приборе (различных давлений, состава газа, степени
 чистоты поверхности образца — времени выдержки после очистки); 9) напыле-
 ние пленки In на предварительно очищенную поверхность образца; 10) повто-
 рение этапов «7» и «8» для созданной металлопленочной системы.

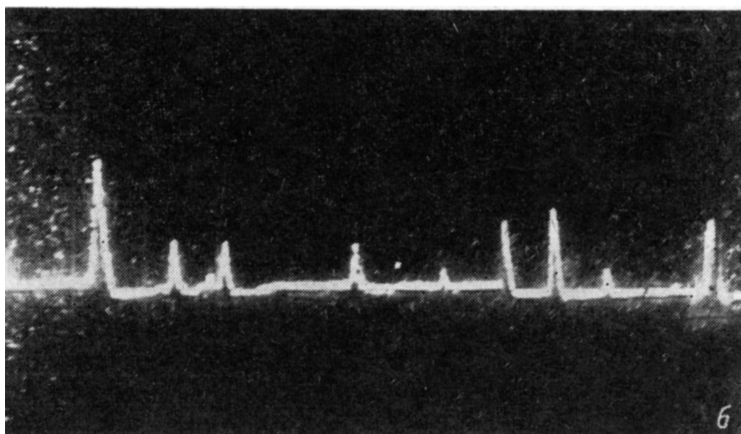
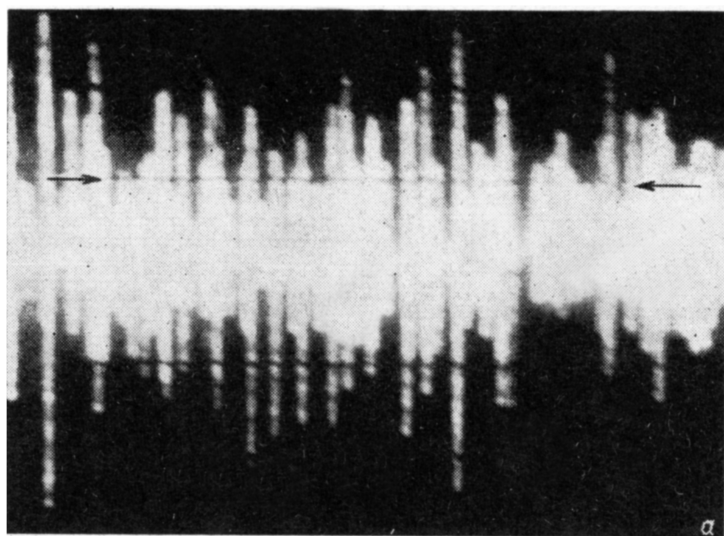


Рис. 3. Спектры флуктуаций автоэлектронного тока поверхности кристаллографической грани (010) урана, покрытой пленкой остаточных газов.

Полученные в настоящей работе непосредственные экспериментальные ре-
 зультаты сводятся к следующему.

1. На рис. 2, а приведены амплитудные спектры импульсов автоэлектрон-
 ного тока для поверхности грани (010) уранового острья, полученные сразу
 после ее очистки (слева) и после адсорбции остаточных газов в течение 30 мин
 (справа). Время набора каждого из спектров $t_c = 30$ с. Относительная малость
 величины t_c связана с желанием иметь в начале и конце набора спектра одина-
 ковые условия на поверхности образца. По вертикальной оси отложено (в ло-
 гарифмическом масштабе) число импульсов $N_n(\Delta I)$ с данной амплитудой, по
 горизонтальной оси — амплитуда (строго говоря, номер канала n_x , тогда как

амплитуда $\Delta I = n_k K^*$, где коэффициент $K^* = 1$ мВ/канал). Напряжение V_0 на образце в обоих случаях составляло 1.8 кВ, общий ток АЭЭ $I \approx 0.15$ мкА. Вакуум в приборе $2 \cdot 10^{-7}$ Тор, состав остаточных газов соответствовал условиям безмасляной откачки с предварительным обезгаживающим прогревом [16]. На рис. 2, б показано то же, что и на рис. 2, а, но в наложенном для сравнения виде. Максимальный номер заполненного канала $(n_k)_{\max} = 207$. Это соответствует амплитуде $\Delta I \approx 4 \cdot 10^{-11}$ А и частоте $f_{\min} = 0.2$ Гц. Подчеркнем, однако, что, строго говоря, абсолютная величина амплитуды НИФЛАЭТ ΔI значения не

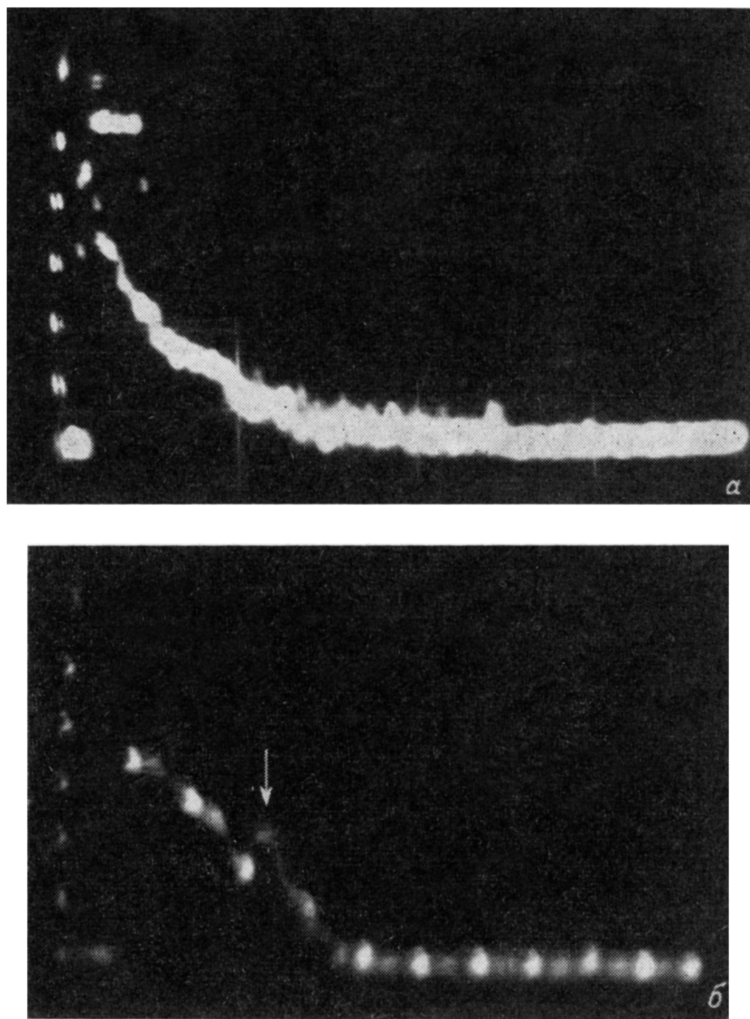


Рис. 4. Амплитудные спектры НИФЛАЭТ поверхности кристаллографической грани (010) урана, покрытой пленкой индия.

а — чистая металлопленочная система; б — пленка индия загрязнена остаточными газами.

имеет, поскольку оно определяется напряженностью электрического поля, т. е. конкретными значениями \bar{R}_0 , V_0 и геометрией образца (фактор β). Значение $f_{\min} = N_n^* (\Delta I) / t_c$, где $N_n^* (\Delta I)$ — число импульсов в последнем заполненном канале. Отметим, что при увеличении t_c в 10 раз правый фронт распределения стал близок к вертикальной линии, тогда как f_{\min} снизилась примерно в два раза.

С помощью осциллографа зарегистрированы флуктуации автоэлектронного тока (рис. 3). Длительность развертки $t_p = 10$ с (а) и 10 мс (б). Часть сигнала на осциллограмме рис. 3, б отсечена; уровень отсечки указан стрелкой на рис. 3, а.

2. После напыления на поверхность кристаллографической грани (010) урана пленки In ($\theta \approx 1.5 \div 2.0$) измерена работа выхода In исходя из предположения, что работа выхода подложки φ_0 указанной грани составляет 3.46 эВ [17]; $\varphi_{\text{пл}} \approx 4.0$ эВ. В процессе напыления ток плавно падал вплоть до «насыщения», когда θ предположительно достигала единицы.

3. На рис. 4, а приведен амплитудный спектр импульсов автоэлектронного тока для металлопленочной системы U—In. Характерной особенностью этого

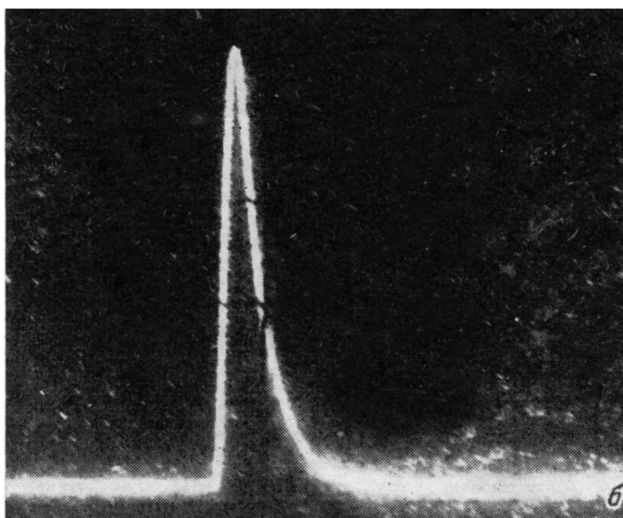
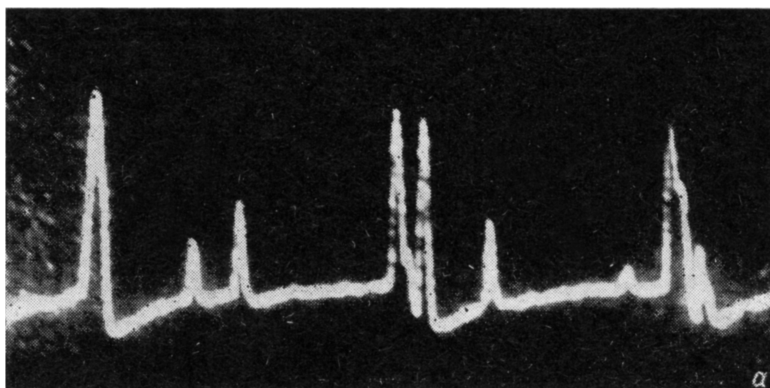


Рис. 5. Низкочастотные флуктуации автоэлектронного тока металлопленочной системы уран—индий.

а — длительность развертки осциллографа $t_p = 10$ мс, часть сигнала отсечена; б — форма единичного импульса с anomalously высокой амплитудой ΔI , $t_p = 0.5$ мс.

спектра является наличие низкочастотного «хвоста» с anomalously высокими относительными амплитудами — частоты f_{min} , соответствующие импульсам с такими амплитудами, лежат в пределах $0.1 \div 0.005$ Гц. Время набора спектра $t_c = 5$ мин, вакуум в приборе $4 \cdot 10^{-7}$ Тор. Отметим, что указанная частота f_{min} таких импульсов оказалась меньше расчетной (см. уравнение (3)) примерно на порядок. Постепенное загрязнение поверхности в результате адсорбции остаточных газов приводит к заметному росту числа импульсов в области высоких частот и к сокращению низкочастотного «хвоста» амплитудного распределения (рис. 4, б). Необходимо обратить внимание на появление указанного стрелкой на рис. 4, б «бугра» в распределении импульсов по амплитудам; вполне логично его связать с влиянием пленки остаточных газов (ср. со спектром рис. 2, б).

Осциллограмма относительно высокочастотного шума металлопленочной системы U—In качественно не отличается от таковой для чистой или покрытой

пленкой адатомов остаточных газов поверхности урана (рис. 5, а). Пример формы низкочастотного импульса с аномально высокой амплитудой показан на рис. 5, б. Средняя длительность нарастания таких импульсов (передний фронт) составляет ~ 5 мкс, спада (задний фронт) — 0.1 мс.

В заключение рассмотрим предполагаемый механизм исследованных явлений и проведем некоторые оценки.

1. Эмиттируемые образцом автоэлектроны, двигаясь к аноду (металлическому диску 4 (рис. 1) с зондовым отверстием), ионизуют на своем пути атомы остаточного газа; образованные ионы ускоряются к находящемуся под отрицательным потенциалом образцу и бомбардируют его поверхность. При этом энергия каждого конкретного иона определяется местом, в котором он образовался (т. е. проходимой им разностью потенциалов); ясно, что она изменяется от чрезвычайно малых величин вплоть до V_0 , однако характер соответствующего распределения неизвестен. Согласно [18], средняя энергия ионов \bar{E}_n , бомбардирующих поверхность образца, составляет $V_0/2$; по мнению авторов [19], ее распределение соответствует статистике Максвелла—Больцмана.

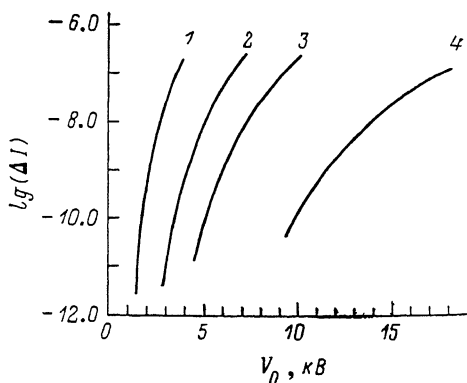
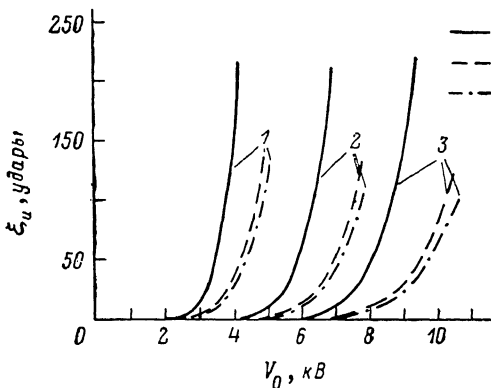


Рис. 6. Расчетные зависимости $\xi_n = f(V_0)$ для острия из индия.

Рис. 7. Расчетные зависимости амплитуд НИФЛАЭТ металлопленочной системы уран—индий (ΔI — в А) от потенциала острия V_0 .

\bar{E}_n , см: 1 — 10^{-5} , 2 — $2 \cdot 10^{-5}$, 3 — $3 \cdot 10^{-5}$, 4 — $6 \cdot 10^{-5}$.

В соответствии с [20] среднее число ударов ионов о рабочую поверхность автоэммиттера

$$\xi_n = 14.4 \frac{P_c}{KT_0} \frac{I_c}{e} \bar{R}_0 \sigma(V), \quad (3)$$

где P_c — суммарное давление остаточных (или иных) газов в приборе (Тор), K — постоянная Больцмана, T_0 — температура образца (К), I_c — суммарный ток автоэлектронов (А), e — заряд электрона, \bar{R}_0 — средний радиус кривизны поверхности образца (см), сечение ионизации

$$\sigma(V) = \frac{N_e \pi a_0^2}{V_n^2} \cdot 2.66 \frac{V^* - 1}{(V^*)^2} \ln(1.25V^*). \quad (4)$$

Здесь N_e — число электронов на внешней оболочке атома, V_n — потенциал ионизации (в ридбергах), a_0 — боровский радиус, $V^* = E^*/V_n$, где E^* — энергия электрона, равная значению потенциала в точке ионизации (размерность σ совпадает с размерностью a_0^2).

Пользуясь известным уравнением Фаулера—Нордгейма для автоэлектронной эмиссии [21] и эмпирической зависимостью напряженности электрического поля от \bar{R}_0 и V_0 , среднее число ударов ξ_n о поверхность образца в единицу времени можно выразить как

$$\xi_n = c_1 \frac{\bar{R}_0 N_e P (V_0 - c_2 V_n) \ln(c_3 V_0 / V_n)}{T_0 V_n \beta^2 \Phi} \exp\left(c_4 \frac{\Phi^{3/2} \bar{R}_0}{V_0}\right), \quad (5)$$

где β — геометрический фактор, принятый приближенно равным 5.

Результаты оценок ξ_n по формуле (5) приведены на рис. 6. N_e , V_n (эВ): для $\text{He}^+ - 2, 24.28$; для $\text{Ar}^+ - 6, 15.755$; для $\text{H}_2^+ - 1, 15.427$. Рабочая поверхность — In , $\bar{\varphi} \approx 3.8$ эВ, давление газов (He , Ar или H_2) во всех случаях составляет $P = 10^{-6}$ Тор.

2. Если условно предположить, что газовый ион, бомбардирующий поверхность металлопленочной системы (образца, покрытого пленкой), передает атомам материала пленки γ -ю часть своей энергии и эта часть идет на удаление пленки, т. е. расчистку подложки, а также считать энергию ионов соответствующей величине V_0 (максимально возможной), то расчищенная площадь составит

$$\Delta S = \left(c' \frac{V_0 r_a^2 n_n \gamma}{\theta \Delta} \right)^{2/3}, \quad (6)$$

где r_a — радиус атома пленки, n_n — заряд бомбардирующего иона, Δ — теплота сублимации материала пленки, c' — константа. Соответственно величина

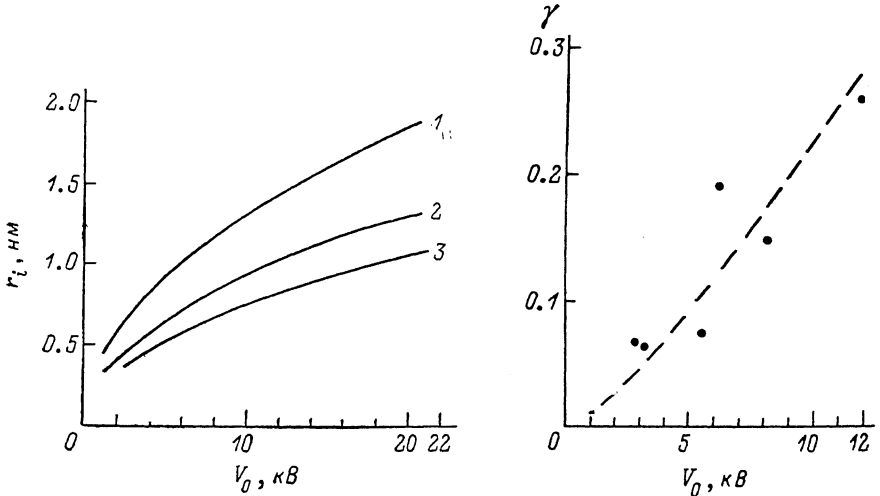


Рис. 8. Расчетные зависимости радиуса r_i расчищенной одним бомбардирующим ионом He^+ пленки индия на поверхности урана от потенциала острия. $\theta = 1$ (1), 2 (2), 3 (3).

Рис. 9. Рассчитанная по экспериментальным данным зависимость доли γ энергии, передаваемой одним бомбардирующим ионом атомам пленки индия на поверхности острия из урана, от потенциала острия V_0 ($\theta \approx 2$).

амплитуды импульса ΔI автоэлектронного тока (разница токов, эмиттируемых с одинаковой площади ΔS при прочих одинаковых условиях подложки и пленки) выразится как

$$\Delta I = c_1 \frac{V_0^2 \gamma n_n r_a^2}{\beta^2 R_0^2 \Delta \theta} \left\{ \frac{1}{\varphi_0} \exp \left(c_2 \frac{\varphi_0^{3/2} \beta R_0}{V_0} \right) - \frac{1}{\varphi_{\text{пр}}} \exp \left(c_2 \frac{\varphi_{\text{пр}}^{3/2} \beta R_0}{V_0} \right) \right\}. \quad (7)$$

Результаты расчетов ΔI по этой формуле для металлопленочной системы $\text{U}-\text{In}$ приведены на рис. 7. Значение φ_0 выбрано равным 3.3 эВ, $\varphi_{\text{пр}} = 3.8$ эВ, $\Delta \approx 15$ эВ, $r_a = 1.45 \cdot 10^{-8}$ см, $\gamma = 0.1$; $\gamma = 1.0$. Расчетные зависимости радиусов расчищенной поверхности пленки r_i от V_0 для разных θ демонстрирует рис. 8. Пленка из In , γ во всех случаях принято равным 0.1.

3. Используя полученные в настоящей работе экспериментальные средние значения амплитуд НИФЛАЭТ ΔI для металлопленочной системы уран—индий, соответствующие различным потенциалам острий по уравнению

$$r_i = c^* \frac{(\Delta I)^{1/2} \beta R_0}{V_0} \left\{ \frac{1}{\varphi_0} \exp \left(c_2 \frac{\varphi_0^{3/2} \beta R_0}{V_0} \right) - \frac{1}{\varphi_{\text{пр}}} \exp \left(c_2 \frac{\varphi_{\text{пр}}^{3/2} \beta R_0}{V_0} \right) \right\}^{1/2} \quad (8)$$

(c^* , c_2 — константы), были рассчитаны значения радиуса r_i пленки индия на поверхности урана, расчищенной в результате попадания в нее единичного бом-

бардирующего иона остаточного газа (произведено автоматическое усреднение по всем типам ионов). Отсюда, следуя формуле (6), были получены значения величины γ ; соответствующая зависимость $\gamma=f(V_0)$ приведена на рис. 9.

Таким образом, в настоящей работе показана принципиальная возможность получения информации о характере взаимодействия заряженных частиц с пленками на поверхности металлов (при выполнении условия $\bar{\varphi}_0 < \bar{\varphi}_{н.т.}$) путем анализа низкочастотных флуктуаций автоэлектронного тока в автоэлектронных микроскопах — зондовых анализаторах. Получен ряд конкретных количественных данных для системы уран—индий. Дальнейшее усовершенствование и развитие методики видится в работе с чистыми газами при максимальном снижении давления остаточных газов, а также в использовании пучков ускоренных моноэнергетичных ионов.

Литература

- [1] Ван дер Зил А. Шумы при измерениях. М.: Мир. 1979. 250 с.
- [2] Kleint Ch. Surf. Sci., 1971, v. 25, N 2, p. 394—410.
- [3] Kleint Ch., Neclwki R., Beaszczyszyn R. Surf. Sci., 1978, v. 70, p. 151—164.
- [4] Yamamoto S., Fukuhara S., Saito N., Ohano H. Surf. Sci., 1976, v. 61, N 2, p. 535—549.
- [5] Базтизин Р. Э., Гоц С. С. ПТЭ, 1981, № 3, с. 136—138.
- [6] Горбатый Н. А., Карпачев Б. И. ФТТ, 1969, т. 11, № 5, с. 1406—1409.
- [7] Карпачев Б. И., Горбатый Н. А., Трейгер Г. С. В кн.: Эмиссионная электроника. Материалы научного семинара. Рязань, 1974, с. 127—136.
- [8] Суворов А. Л., Квинтрадзе В. И. Препринт ИТЭФ № 173. М., 1984. 29 с.
- [9] Кузнецов В. А., Суворов А. Л. РиЭ, 1974, т. 19, № 2, с. 457—458.
- [10] Суворов А. Л. Атомная энергия, 1977, т. 42, № 4, с. 280—285.
- [11] Фоменко В. С. Эмиссионные свойства материалов. Киев: Наукова думка, 1981. 338 с.
- [12] Касаткин В. А., Квинтрадзе В. И., Суворов А. Л. ПТЭ, 1987, № 1, с. 191—195.
- [13] Шредник В. Н. Автореф. докт. дис. Л., 1986.
- [14] Айбунд М. Р., Поленов Б. В. Вторично-электронные умножители открытого типа и их применение. М.: Энергоиздат, 1981. 139 с.
- [15] Суворов А. Л., Кукавадзе Г. М., Разинкова Т. Л. и др. Атомная энергия, 1974, т. 36, № 1, с. 14—18.
- [16] Кузнецов В. А., Макуха В. И. РиЭ, 1966, т. 11, № 2, с. 351—353.
- [17] Суворов А. Л. В кн.: Реакторное материаловедение. М., 1978, т. 3, с. 162—171.
- [18] Walls J. M., Bothby R. M., Soutworth H. N. Surf. Sci., 1976, v. 61, N 2, p. 419—434.
- [19] Дранова Ж. И., Михайловский И. М. ВАНТ. Сер. физика радиационных повреждений и радиационное материаловедение. Харьков, 1980, в. 2 (13), с. 31—34.
- [20] Березняк П. А., Слезов В. В. РиЭ, 1972, т. 17, № 2, с. 354—358.
- [21] Шредник В. Н. В кн.: Ненакапливаемые катоды / Под ред. Елинсона М. И. М.: Сов. радио, 1974, с. 166—169.

Поступило в Редакцию
5 ноября 1986 г.