

04;11;12

## Эмиссия электронов в условиях легирования поверхности катода быстрыми частицами рабочего газа

© А.П. Бохан, П.А. Бохан, Дм.Э. Закревский

Институт физики полупроводников СО РАН,  
630090 Новосибирск, Россия  
e-mail: bokhan@isp.nsc.ru

(Поступило в Редакцию 20 июля 2004 г.)

Исследовано воздействие быстрых заряженных и нейтральных частиц на эмиссионные свойства материалов. Поток быстрых атомов и ионов во многих плазменных устройствах приводит к созданию и автоматическому поддержанию особого состояния приповерхностного слоя катода. Оно возникает вследствие его насыщения на глубину в несколько монослоев атомами рабочего газа. Это изменение разным образом воздействует на различные виды эмиссии. Потенциальная эмиссия, происходящая под действием атомов в метастабильных состояниях и ионов, ослабляется из-за повышения работы выхода. Кинетическая эмиссия, обусловленная воздействием быстрых тяжелых частиц, наоборот, усиливается благодаря увеличению энергетических потерь в модифицированном приповерхностном слое. Фотоэмиссия под действием резонансного излучения значительно возрастает и изменяется ее механизм.

1. Плазменные устройства, в которых генерируются пучки заряженных и нейтральных частиц (электронов, ионов и атомов), интенсивно применяются в современной науке и технике, от устройств для магнитного удержания плазмы до травления полупроводниковых структур. Важнейшим параметром, определяющим их свойства, является эмиссионная способность конструктивных материалов, подвергающихся бомбардировке быстрыми тяжелыми частицами и фотонами вакуумного ультрафиолетового (ВУФ) диапазона длин волн. Эмиссия под их воздействием изучается уже около века. Поэтому к настоящему времени накоплен огромный объем теоретических и экспериментальных результатов. Однако попытки их использования при моделировании, например аномальных газовых разрядов, часто используемых в этих технологиях, привели к получению „противоречащего физике поведению электрических характеристик“ [1], в частности к падающей вольт-амперной характеристике (ВАХ) [1,2]. В результате, несмотря на предпринятые значительные усилия, авторы [3–5] пришли к выводу о том, что эмиссия в рассматриваемых условиях принципиально непредсказуема.

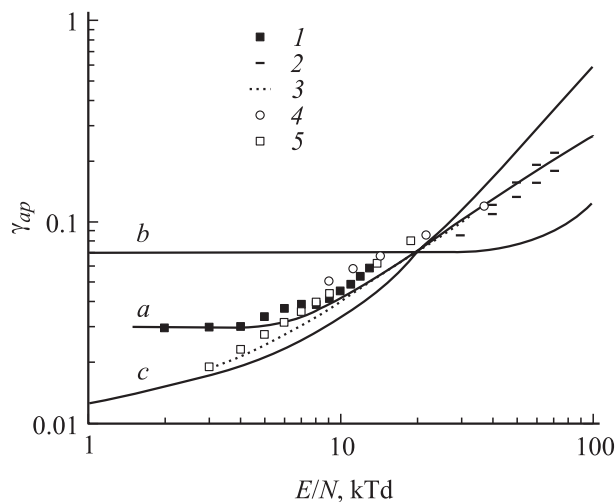
Разрешение подобного противоречия требует иного подхода к проблеме, в частности принятия предположения об особом состоянии вещества в приповерхностных слоях, значительно изменяющего эмиссионные свойства материалов. Выяснение физической природы таких изменений и механизм их влияния на эмиссию являются целью данной работы.

2. Ранее не рассматривавшимся механизмом модификации поверхности при бомбардировке вещества частицами с энергией в диапазоне доли-единицы keV является их имплантация в приповерхностные слои. Например, в газовом разряде в Ag с Cu катодом при напряженности поля в прикатодной области  $E/N = 100 \text{ kTd}$  или средней энергией ионов и быстрых атомов 500 eV глубина проникновения, рассчитанная согласно работе [6],

составляет  $\sim 25 \text{ \AA}$  ( $E$  — напряженность поля,  $N$  — концентрация частиц,  $1 \text{ Td} = 10^{-21} \text{ V} \cdot \text{m}^2$ ). Радиус атома Ag на уровне энергии взаимодействия  $\sim 5 \text{ eV}$ , равной энергии выхода, составляет  $1.85 \text{ \AA}$  [7]. Следовательно, в приповерхностном объеме формируется более 6 монослоев Ag при плотности в монослой  $\sim 10^{19} \text{ m}^{-2}$ . При токе  $10 \text{ A/m}^2$  поток быстрых атомов и ионов составляет  $\sim 2 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ , в то время как обратный диффузионный поток слабее на порядки. Энергия отрыва электрона от атомов, таких как водород в токамаках или высокотемпературных ловушках, инертные газы в разрядах, значительно превосходит свободную энергию конструктивных материалов. Поэтому имплантированных рабочие частицы находятся в атомарном состоянии. В результате поддерживается насыщенность приповерхностного слоя частицами бомбардирующего его вещества.

Благодаря обменно-взаимодействию, увеличивающему сечение неупругих потерь при столкновении одинаковых атомов, вероятность ионизации имплантированных атомов значительно увеличивается. Так как кинетическая часть коэффициента ион-электронной эмиссии пропорциональна неупругим потерям энергии частиц в материале катода [8], т.е.  $\gamma_{ic} \sim (dw/dx)_i$ , то тем самым снижается порог и повышается выход эмиссии. Длина свободного пробега образующихся электронов составляет десятки ангстрем [9], так что вклад в эмиссию дает весь модифицированный слой. Для потенциальной эмиссии имплантированные атомы из-за большой энергии их ионизации создают дополнительный барьер, повышающий работу выхода [8]. Поэтому выход электронов уменьшается.

На рис. 1 (кривая *a*) приведен рассчитанный на основе рассматриваемой модели коэффициент кажущейся эмиссии  $\gamma_{ap}$  для Cu при бомбардировке атомами и ионами Ag в аномальном разряде в широком диапазоне изменений  $E/N$ . Для коэффициента потенциальной эмиссии



**Рис. 1.** Зависимость кажущегося коэффициента эмиссии  $\gamma_{ap}$  от приведенной напряженности поля на катоде: *a* — по модели настоящей работы; *b, c* — по модели [3] для „чистой“ и „загрязненной“ поверхностей; экспериментальные результаты: 1 — [1], 2 — [10], 3 — [11], 4 — [12], 5 — [13].

принималось значение  $\gamma_{ip} = 0.03$  из измерений в реальных газоразрядных условиях [1]. Вклад в кинетическую эмиссию дает взаимодействие быстрых тяжелых частиц как с материалом катода, так и с внедренными в него атомами аргона. Эмиссия под действием ионов и атомов Ag из Cu катода рассчитывалась согласно аппроксимации [3] для материала, очищенного распылением в разряде  $\gamma_{i,a}^c = 5 \cdot 10^{-5} kT_{i,a}^{1.2} \exp(-300/kT_{i,a})$ , где  $k$  — постоянная Больцмана,  $T_{i,a}$  — температура тяжелых частиц. В свою очередь  $kT_{i,a} = 1.9 \cdot (E/N)^{1.1}$ ,  $kT$  выражена в eV, а  $E/N$  — в kTd. Принималось во внимание, что на один ион приходится два быстрых атома [10]. Эмиссия, обусловленная взаимодействием с имплантированным аргоном, вычислялась согласно общему соотношению  $\gamma_{ic} = \Lambda(dw/dx)_i$  [8], где  $\Lambda = 10^{-11} \text{ m} \cdot (\text{eV})^{-1}$ . Энергетические потери вычислялись исходя из величины ионизационного коэффициента и коэффициента возбуждения резонансных состояний из [3], а упругих потерь — согласно работе [6].

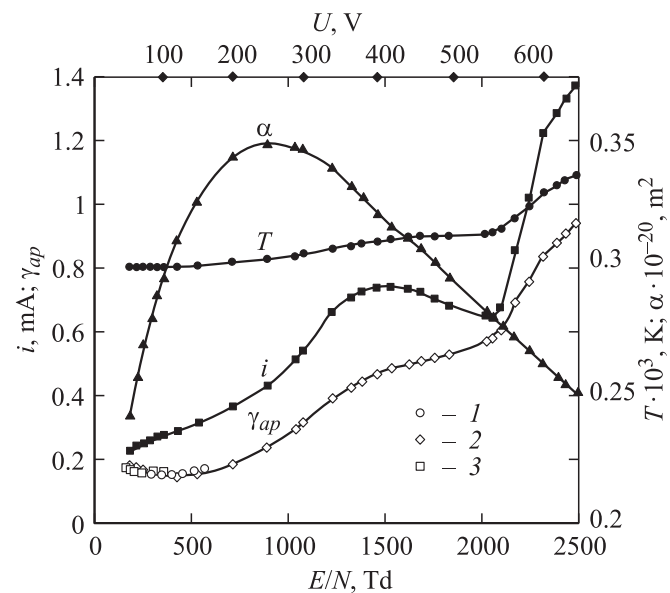
Расчеты коэффициента извлечения вторичных электронов в настоящее время неточны, поэтому кривая *I* на рис. 1 калибровалась в одной точке при  $E/N = 100 \text{ kTd}$ , согласно данным [4],  $\gamma_{ap} = 0.27$ . На рис. 1 также приведены современные экспериментальные результаты. Для сравнения кривыми *b* и *c* показаны результаты расчета  $\gamma_{ap}$  по моделям соответственно „чистой“ и „загрязненной“ поверхностям [3], которые характеризуют разброс значений  $\gamma_{ap}$ , вытекающий из неопределенности состояния поверхности. Видно, что предложенная модель устраняет этот разброс и находится в хорошем согласии с экспериментальными данными. В частности, она объясняет значительное снижение энергетического порога для кинетической эмиссии, обусловленное возбуждением и ионизацией имплантированных атомов

быстрыми частицами рабочего вещества, бомбардирующими катод.

3. Имплантация рабочих атомов в приповерхностные слои приводит к радикальным изменениям механизма фотоэмиссии. Для ВУФ излучения с  $\lambda < 100 \text{ nm}$  коэффициент поглощения в металлах быстро уменьшается, что приводит к резкому падению выхода электронов  $\gamma_p$  под действием фотонов [2,14,15]. Для имплантированных атомов, например, гелия сечение поглощения резонансного излучения, рассчитанного для доплеровского контура, имеет порядок  $10^{-17} \text{ m}^2$ . Это соответствует полному поглощению на длине  $10^{-2}$  монослоя атомов гелия. В этих условиях происходит быстрая дезактивация резонансного состояния в оже-процессах, соизмеримая или даже более быстрая по сравнению с радиационным распадом [8]. Реализующийся по этому механизму коэффициент эмиссии  $\gamma_p$ , по нашим сведениям, ранее не измерялся.

Экспериментальное исследование фотоэмиссии от приповерхностных атомов проведено на установке, описанной в [16]. Исследуемая ячейка содержит ускорительный зазор длиной  $l = 10^{-3} \text{ m}$ , образованный сетчатым анодом и сплошным Fe катодом. Ускоренные электроны регистрируются коллектором. Ток в ускорительном зазоре описывается соотношением [5]  $i = i_0 \exp \alpha Nl / (1 - \gamma_{ap}(\exp \alpha Nl - 1))$ , где  $i_0$  — ток эмиссии, вызванный искусственной фотоподсветкой из дрейфового пространства;  $\alpha$  — таунсендовский коэффициент размножения электронов.

На рис. 2 приведен пример ВАХ такого разряда в гелии. Из набора ВАХ при разных давлениях и  $i_0$  можно определить  $\gamma_{ap}$  и  $\alpha$ , входящие в выражение для  $i$ . При



**Рис. 2.** Зависимость от приведенной напряженности поля  $E/N$  тока  $i$  в ускорительном зазоре, кажущегося коэффициента эмиссии  $\gamma_{ap}$  (1 —  $P = 5 \text{ Torr}$ ; 2 —  $P = 8.8 \text{ Torr}$ ; 3 —  $P = 15 \text{ Torr}$ ); коэффициент Таунсенда  $\alpha$  и рабочей температуры  $T$ .

малых  $E/N$  (до  $E/N \approx 700 \text{ Td}$ ), где  $\gamma_{ap}$  слабо зависит от  $E/N$ , основной вклад вносит потенциальная эмиссия с коэффициентом  $\gamma_{ip} = 0.158 \pm 0.007$ . Это соответствует, согласно формуле из [17]  $\gamma_{ip} = 0.032 \cdot (0.78E_i - 2\Phi)$ , работе выхода  $\Phi = 7.1 \text{ eV}$  по сравнению с  $\Phi_0 = 4.3 \text{ eV}$  для чистой поверхности катода (здесь  $E_i$  — энергия ионизации атома, бомбардирующего катод). Отметим, что для разряда в Ag, согласно данным рис. 1,  $\Phi = 5.67 \text{ eV}$  по сравнению с  $4.4 \text{ eV}$  для чистой меди. Следовательно, имплантированный He, как и следует из теории потенциальной эмиссии [8], создает более высокий барьер для выхода электронов, чем Ag.

По мере роста  $E/N$  существенный вклад вносят другие механизмы эмиссии. При напряжении  $U > 600 \text{ V}$ , когда процессы возбуждения и ионизации в зазоре значительно ослаблены из-за падения  $\alpha$  ([18] и рис. 2), основной вклад в эмиссию вносит фотоподсветка из дрейфового пространства, вызванная торможением быстрых электронов. Небольшой рост ( $\Delta\gamma_{i,a} = 0.008$  при  $U = 630 \text{ V}$ ) вносит, согласно данным по  $\gamma_{i,a}$  для гелия из [19], кинетическая эмиссия электронов. Следовательно, вклад фотоэмиссии в  $\gamma_{ap}$  составляет  $\gamma_{ph} = \gamma_{ap} - \gamma_{ip} - \Delta\gamma_{i,a} = 0.78$ . Расчет количества фотонов  $N_{ph}$ , достигших катода, проводился с учетом следующих процессов возбуждения: а) от лавины размножающихся электронов в зазоре; б) от рассеянных от анода быстрых электронов; в) в провисающем за анод поле; г) благодаря ускоренным электронам, стартовавшим с катода, образованным в зазоре и вылетевшим в дрейфовое пространство. Суммарное количество фотонов на один эмиттированный электрон составило  $N_{ph} = 3.5$  при  $U = 630 \text{ V}$ , что дает коэффициент эмиссии  $\gamma_p = \gamma_{ph}/N_{ph} = 0.22$  по сравнению с  $\gamma_p \sim 0.03$  для чистой поверхности [3]. Теоретическая величина коэффициента эмиссии от возбужденных атомов, рассчитанная по формуле  $\gamma_r = 0.032 \cdot (0.78E_r - \Phi)$  [8,17], равна  $\gamma_r = 0.3$  ( $E_r$  — энергия возбуждения резонансных состояний). Из этого следует, что более 70% возбужденных в поверхностном слое атомов гелия дезактивируются в оже-процессах с выходом электронов.

Таким образом, автоматическое модифицирование под действием быстрых рабочих частиц приповерхностной области толщиной в несколько молекул приводит к радикальному изменению эмиссионных свойств материалов. Для потенциальной эмиссии под действием ионов и кинетической под действием быстрых тяжелых частиц изменения носят количественный характер, без изменения механизма. Потенциальная эмиссия уменьшается, а кинетическая увеличивается с одновременным снижением энергетического порога. Механизм фотоэмиссии изменяется полностью и осуществляется в две стадии: 1) возбуждение резонансного состояния имплантированных атомов и 2) их дезактивация в оже-процессах с выходом электронов. Коэффициент эмиссии при этом значительно возрастает по сравнению с чистой поверхностью. Полученные результаты дают хорошее согласие с современными экспериментами, выполненными в контролируемых условиях.

Работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 04-02-17407).

## Список литературы

- [1] Maric D., Kutasi K., Malovic G. et al. // Eur. Phys. J. D. 2002. Vol. D21. N 1. P. 73–81.
- [2] Phelps A.V., Pichford L.C., Pedoussat C. et al. // Plasma Sources Sci. Technol. 1999. Vol. 8. N 4. P. B1–B2.
- [3] Phelps A.V., Petrovic Z.L. // Plasma Sources Sci. Technol. 1999. Vol. 8. N 3. P. R21–R44.
- [4] Phelps A.V. // Plasma Sources Sci. Technol. 2001. Vol. 10. N 2. P. 329–343.
- [5] Райзер Ю.П. Физика газового разряда. М.: Наука, 1987. 590 с.
- [6] Wilson W.D., Haggmark L.G., Biersack J.P. // Phys. Rev. B. 1977. Vol. 15. N2. P. 2458–2468.
- [7] Никитин В.К. // ЖТФ. 1971. Т. 41. Вып. 1. С. 41–47.
- [8] Varga P., Winter H. // Particle Induced Electron Emission II / Ed. G. Hohler. Springer Tracts. Mod. Phys. 1992. Vol. 123. P. 149–215.
- [9] Devooght J., Dehaes J.-C., Dubus A. et al. // Ibid. 1991. Vol. 122. P. 67–128.
- [10] Bogaerts A., Gijbels R. // Plasma Sources Sci. Technol. 2002. Vol. 11. N 1. P. 27–36.
- [11] Donko Z.J. // Appl. Phys. 2000. Vol. 88. N 5. P. 2226–2232.
- [12] Kutasi K., Donko Z. // J. Phys. D. 2000. Vol. 33. P. 1081–1089.
- [13] Donko Z. // Phys. Rev. E. 2001. Vol. 64. P. 026401-1–026401-9.
- [14] Walker W.C., Rustgi O.P., Weissler G.L. // JOSA. 1959. Vol. 49. N 5. P. 471–475.
- [15] Cairns R.B., Samson J.A.R. // JOAA. 1966. Vol. 56. N 11. P. 1568–1573.
- [16] Бохан А.П., Бохан П.А. // Письма в ЖТФ. 2001. Т. 27. Вып. 6. С. 7–12.
- [17] Baragiola R.A., Alonso E.V., Ferron J., Oliva-Florio A. // Surf. Sci. 1979. Vol. 90. P. 240–255.
- [18] Качев А.Н., Яковленко С.И. // Письма в ЖЭТФ. 2003. Т. 77. Вып. 5. С. 264–268.
- [19] Hartmann P., Matsuo H., Ohtsuka Y. et al. // Jap. J. Appl. Phys. 2003. Vol. 42. P. 3633–3640.