

# Вольт-амперная характеристика контакта плазмы с электродом с тонкой диэлектрической пленкой на поверхности

К. М. Гуторов<sup>1)</sup>, И. В. Визгалов, И. А. Сорокин, Ф. С. Подоляко

Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ”, 115409 Москва, Россия

Поступила в редакцию 30 сентября 2014 г.

После переработки 6 ноября 2014 г.

Построена модель протекания тока в контакте плазмы с электродом с тонкой диэлектрической пленкой на поверхности, позволяющая описывать наблюдаемые особенности вольт-амперной характеристики (ВАХ) такого контакта: участок с малым током вблизи плавающего потенциала, соответствующий перезарядке пленки, и участок повышенного тока, где работает механизм полевой эмиссии электронов сквозь пленку в плазму, что приводит к *N*-образной форме ВАХ. Такие ВАХ наблюдаются у электродов из W, Al, Ta с пленками собственного оксида и из нержавеющей стали с пленкой оксида кремния в пучково-плазменном разряде на водороде. Модель основана на расчете равновесного потенциала обращенной к плазме поверхности пленки для области отрицательного смещения электрода относительно потенциала плазмы. В балансе учитываются токи ионов и электронов из плазмы, токи вторичной эмиссии и ток полевой эмиссии электронов из электрода в плазму сквозь диэлектрик. Рассчитанное в рамках модели напряжение перезарядки пленки точно соответствует экспериментальным данным. Это дает возможность определять толщину слоя диэлектрика на поверхности электрода по его ВАХ.

DOI: 10.7868/S0370274X14230052

Присутствие диэлектрической пленки на поверхности электрода – достаточно распространенное явление. Собственные оксидные пленки существуют на алюминии, вольфраме, тантале. Диэлектрические слои могут образовываться в установках при переосаждении распыленного материала. Специально разрабатываются катоды с пленочными покрытиями. Наиболее интересен случай тонкой (~10 нм) равномерно покрывающей поверхность пленки, которая может заряжаться с возникновением достаточного для полевой эмиссии электрического поля и пропускать сквозь себя электроны от металла в плазму [1]. В пучково-плазменном разряде с охлаждаемым плоским алюминиевым электродом наблюдаются *N*-образные вольт-амперные характеристики (ВАХ) с характерной “полочкой” в области плавающего потенциала. Подробное описание схемы соответствующих экспериментов на установке ПР-2 можно найти в работе [2]. На рис. 1 приведена типичная ВАХ для следующих условий: пучково-плазменный разряд в водороде, плоский электрод в форме диска с площадью ~30 см<sup>2</sup>, температура плазмы 10 ± 3 эВ и ее концентрация (10 ± 4) · 10<sup>16</sup> м<sup>-3</sup> (измерены одиночным ленгмюровским зондом), ток первичного электронного пучка 1 ± 0.03 А, ускоряющее напряжение

1 ± 0.01 кэВ. Ранее было показано [1], что именно присутствие пленки является причиной такой формы ВАХ, а сама пленка способна длительное время существовать в условиях интенсивного облучения водородной плазмой с незначительной примесью кислорода. Наблюдаемая *N*-образная ВАХ позволяет реализовывать режимы разряда с автогенерацией интенсивных колебаний [3], для описания которых необходима математическая модель ВАХ.

Методика расчета тока на погруженный в плазму металлический электрод хорошо известна. Имеются общепринятая теория для ленгмюровского зонда, а также ее модификации и уточнения для различных условий (форма электродов, наличие магнитного поля, ВЧ-полей и т.д.) [4–6]. Данные по искажениям ВАХ зондов при образовании пленки на их поверхности и способам их преодоления приведены во множестве работ (см., например, [7, 8]). Также существует обширная литература по эмиссионным свойствам катодов с пленочным покрытием в вакуумных условиях и по проводимости диэлектрических пленок [9–13]. Предложены методики использования искажений, вносимых загрязнением в ВАХ, для диагностики процессов осаждения покрытий и плазменного травления образцов [14–16]. Однако попыток расчета и анализа ВАХ погруженных в плазму электродов с тонкими диэлектрическими пленками

<sup>1)</sup>e-mail: gutorov.k@gmail.com

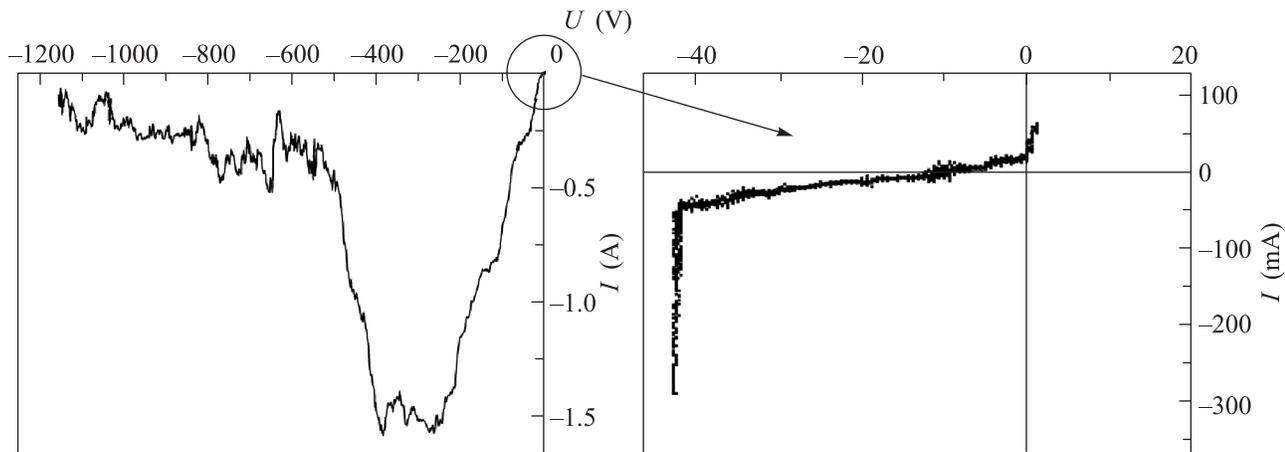


Рис. 1. Типичная ВАХ алюминиевого электрода в пучково-плазменном разряде в ПР-2. Увеличенная область с “платочкой” вблизи плавающего потенциала (справа)

на поверхностях в литературе не обнаружено. В настоящей работе описана стационарная модель протекания тока через электрод с пленочным покрытием, которая объясняет наблюдаемые экспериментально явления.

В основе модели лежит расчет равновесного потенциала поверхности пленки для каждого значения потенциала электрода из условия равенства нулю суммарного тока на поверхность. При этом в балансе токов учитываются токи ионов и электронов из плазмы, соответствующие им токи вторичной электронной эмиссии, а также ток полевой эмиссии электронов из электрода сквозь диэлектрическую пленку. Геометрия задачи считается одномерной, что соответствует плоскому электроду большой площади (в эксперименте она составляла  $\sim 30 \text{ см}^2$ ). Моделируется область потенциалов, отрицательная относительно потенциала плазмы, поскольку именно в ней находятся все экспериментально наблюдаемые значимые особенности ВАХ. На данном этапе построения модели влияние мощности, вкладываемой от источника питания смещения электрода, на параметры плазмы не учитывается.

Плотность  $j_e$  электронного тока из плазмы рассчитывается интегрированием функции распределения электронов по энергии с учетом торможения потенциалом пленки. В расчет включены электроны первичного пучка с равномерным распределением по скорости в диапазоне от нуля до максимума [17], определяемого ускоряющим напряжением электронной пушки, с нормировкой на полный ток пучка, а также электроны плазмы с максвелловским распределением, характеризующимся температурой  $T_e$  и концентрацией  $n$ . Плотность ионного тока насыщения  $j_i$  рассчитывается по известному выражению [4]:

$$j_i = 0.61en\sqrt{\frac{kT_e}{M}},$$

где  $M$  – масса иона. Плотности токов вторичной ион-электронной ( $j_{s.i.e}$ ) и электрон-электронной ( $j_{s.e.e}$ ) эмиссии рассчитываются по табличным значениям коэффициентов вторичной эмиссии [18, 19] для конкретного материала пленки с учетом распределения первичных частиц по энергиям.

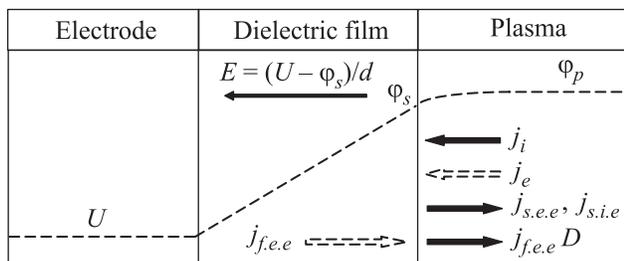


Рис. 2. Иллюстрация распределения потенциала в контакте электрод–пленка–плазма и баланса токов на поверхности пленки. Направление стрелок соответствует движению частиц: закрашенные – положительный ток, пустые – отрицательный

Плотность тока полевой эмиссии электронов  $j_{f.e.e}$  рассчитывается по часто используемому выражению с параболической аппроксимацией функции Нордгейма [9]:

$$j_{f.e.e} = 1.4 \cdot 10^{-6} \frac{E^2}{\varphi} \cdot 10^\mu, \quad \mu = \frac{4.39}{\varphi^{1/2}} - 2.82 \cdot 10^7 \frac{\varphi^{3/2}}{E},$$

где  $E$  – напряженность электрического поля в пленке,  $\varphi$  – работа выхода материала электрода [20]. Напряженность поля в пленке определяется разностью

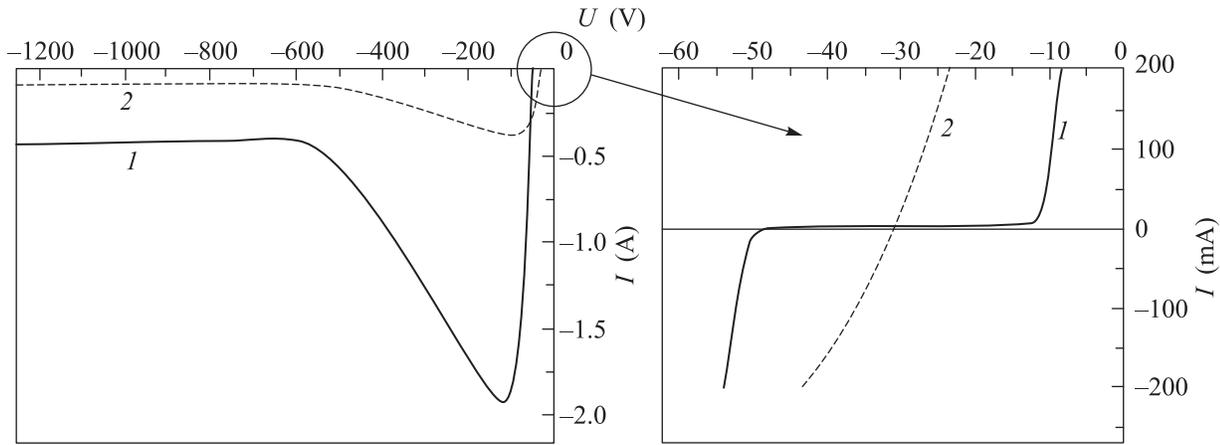


Рис. 3. Пример расчетных ВАХ с пленкой (1) и без пленки (2)

потенциалов электрода и обращенной к плазме поверхности пленки:

$$E = (U - \varphi_s)/d,$$

где  $U$  – потенциал электрода,  $\varphi_s$  – потенциал поверхности пленки,  $d$  – толщина пленки. Часть электронов  $j_{f.e.e}D$  проходит сквозь пленку и уходит в плазму (здесь  $0 < D < 1$  – коэффициент прохождения электрона через потенциальный барьер на поверхности пленки, варьируемый параметр в расчетной модели). Остальные  $j_{f.e.e}(1-D)$  электронов участвуют в формировании потенциала на поверхности пленки.

Построение модельной ВАХ осуществляется путем расчета для каждого значения потенциала поверхности пленки диэлектрика  $\varphi_s$  (от потенциала плазмы  $\varphi_p$  до требуемой величины) соответствующих ему потоков частиц из плазмы ( $j_i, j_e$ ) и потоков вторичных электронов обратно в плазму ( $j_{s.e.e}, j_{s.i.e}$ ). Из условия равенства нулю суммарного тока на поверхность пленки:

$$j_i + j_{s.e.e} + j_{s.i.e} - j_e - j_{f.e.e}(1-D) = 0,$$

определяются величина плотности тока полевой эмиссии  $j_{f.e.e}$  и соответствующий этому току потенциал электрода  $U$ . Иллюстрация баланса токов приведена на рис. 2. Полный ток в цепи электрода  $I = S j_{f.e.e}$ , где  $S$  – его площадь.

Результаты расчета ВАХ для алюминиевого электрода с пленкой собственного оксида толщиной 10 нм представлены на рис. 3 (кривая 1). Там же для сравнения приведена ВАХ, полученная без учета пленки (кривая 2), но при значениях коэффициентов вторичной эмиссии для оксида алюминия. Это позволяет продемонстрировать влияние именно зарядки поверхности и туннелирования электронов сквозь

пленку. Моделирование проведено для условий эксперимента, результаты которого представлены на рис. 1 (температура плазмы 10 эВ, ее концентрация  $10^{17} \text{ м}^{-3}$ , ток первичного электронного пучка 1 А, энергия электронов 1 кэВ). Коэффициент прохождения электронов  $D = 0.8$  подобран из условия соответствия значений максимального тока расчетной и экспериментальной ВАХ.

На расчетной ВАХ (рис. 3, кривая 1) хорошо видна “полочка” нуля тока, соответствующая перезарядке пленки. Отчетливо прослеживается также значительное увеличение максимума тока за счет полевой эмиссии электронов сквозь пленку. Усиление эмиссионного тока зависит от величины параметра  $D$ , который является единственным свободно варьируемым параметром в данной модели. Расчетная ВАХ для электрода без пленки (кривая 2 на рис. 3) также имеет  $N$ -образную форму из-за превышающего единицу коэффициента вторичной электрон-электронной эмиссии. Однако максимум тока здесь в несколько раз меньше экспериментально наблюдаемых значений.

Таким образом, результаты расчетов качественно согласуются с экспериментальными данными, что подтверждает правильность разработанной модели. В области плавающего потенциала достигается и хорошее количественное соответствие расчета эксперименту. Протяженность “полочки” определяется началом роста тока полевой эмиссии в момент, когда напряженность поля достигает  $2 \cdot 10^9 \text{ В/м}$ , что для пленки толщиной 10 нм дает разность потенциалов 20 В. Итоговая протяженность составляет 40 В. При этом данный участок симметричен относительно плавающего потенциала. Толщина пленки оказывается однозначно связанной с размером горизон-

тального участка ВАХ вблизи плавающего потенциала. Это дает возможность определять толщину слоя диэлектрика на поверхности электрода по его ВАХ.

Представленная модель позволяет правильно описывать стационарное протекание тока в контакте плазмы с электродом, равномерно покрытым диэлектрической пленкой толщиной 5–50 нм. При меньшей толщине пленки или неполном покрытии ток протекает так же, как и без пленки. При большей толщине возникают пробой пленки. Дополнительными ограничениями являются максимальное значение тока, который может протекать через пленку без потерь ее диэлектрических свойств, и изменение параметров плазмы в разряде при высоком вкладе мощности с электрода. Для учета таких явлений требуется переход к моделированию динамики протекания тока, который является отдельной сложной задачей, особенно при развитии неустойчивостей. Разработанная модель описывает особенности ВАХ электрода с диэлектрической пленкой и служит базой для расчета режимов разряда с автовозбуждением колебаний. Кроме того, она позволяет определить толщину пленки на поверхности электрода непосредственно в разряде по особенностям ВАХ вблизи плавающего потенциала.

Авторы выражают благодарность В.А. Курнаеву за полезные обсуждения и замечания. Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант # 13-02-01244).

1. К. М. Гуторов, И. В. Визгалов, Е. А. Маркина, и В. А. Курнаев, *Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics* **74**(2), 188 (2010).
2. К. М. Гуторов, В. А. Курнаев, и И. В. Визгалов, *Proc. of 28th ICPIG* (2007), p. 378.
3. К. М. Гуторов, И. В. Визгалов, и В. А. Курнаев, *Plasma Physics Reports* **38**(13), 1050 (2012).

4. M. A. Lieberman and A. J. Lichtenberg, *Principles of Plasma Discharges and Materials Processing*, Wiley, N.Y. (2005).
5. Y. P. Raizer, *Gas Discharge Physics*, Springer, N.Y. (1991).
6. F. F. Chen, *Plasma Sources Sci. Technol.* **21**, 055013 (2012).
7. V. A. Godyak and V. I. Demidov, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **44**, 233001 (2011).
8. K. V. Rudenko, A. V. Myakon'kikh, A. A. Orlikovsky, and A. N. Pustovit, *Russian Microelectronics* **36**(1), 14 (2007).
9. C. A. Spindt, I. Brodie, L. Humphrey, and E. R. Westerberg, *J. Appl. Phys.* **47**, 5248 (1976).
10. G. Fursey, *Field Emission in Vacuum Microelectronics*, Kluwer Academic / Plenum Publishers, N.Y. (2005).
11. H.-J. Fitting, N. Cornet, M. Touzin, D. Goerriot, C. Guerret-Piecourt, and D. Treheux, *J. Eur. Ceram. Soc.* **27**, 3977 (2007).
12. W. Zhu, G. P. Kochanski, and S. Jin, *Science* **282**, 1471 (1998).
13. G. G. Bondarenko, A. P. Korzhavyi, and D. K. Nikiforov, *J. Adv. Mat.* **1**, 224 (2007).
14. V. Samara, J.-P. Booth, J.-F. de Marneffe, A. P. Milenin, M. Brouri, and W. Boullart, *Plasma Sources Sci. Technol.* **21**, 065004 (2012).
15. P. Spatenka, R. Studeny, and H. Suhr, *Meas. Sci. Technol.* **3**, 704 (1992).
16. A. V. Miakonkikh and K. V. Rudenko, *Proc. of SPIE* **7521**, 75210A-1 (2010).
17. M. V. Nezlin, *Physics of Intense Beams in Plasmas*, IOP Publishing, London (1993).
18. P. H. Dawson, *J. Appl. Phys.* **37**, 3644 (1966).
19. R. A. Baragiola, E. V. Alonso, and A. Olivia-Florio, *Phys. Rev. B* **19**, 121 (1979); E. V. Alonso, R. A. Baragiola, J. Ferron, M. M. Jakas, and A. Olivia-Florio, *Phys. Rev. A* **20**, 80 (1980).
20. H. Spanner, *Ann. Phys.* **75**, 609 (1924).