

01;10;12

Потенциал диэлектрической мишени при ее облучении импульсным электронным пучком в форвакуумной области давлений

© В.А. Бурдовицин, А.В. Медовник, Е.М. Окс, Е.В. Скробов, Ю.Г. Юшков

Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники,
634050 Томск, Россия
e-mail: burdov@fet.tusur.ru

(Поступило в Редакцию 17 августа 2011 г. В окончательной редакции 18 января 2012 г.)

Показано, что в форвакуумной области давлений (5–15 Па) в процессе облучения непроводящей керамики электронным пучком потенциал поверхности керамики, хотя и остается отрицательным, но его абсолютная величина оказывается много меньше энергии ускоренных электронов. Определены факторы, влияющие на величину отрицательного потенциала непроводящей керамической мишени. На основе численного моделирования анализируется эволюция в керамике инжектированного заряда.

Введение

Расширение рабочего диапазона давлений плазменных источников электронов в так называемую форвакуумную область давлений (5–15 Па) [1] обеспечило возможность эффективного электронно-лучевого воздействия на диэлектрические материалы, в том числе и на керамику [2–4]. При электронном облучении металлического или иного проводящего объекта поведение приносимого пучком электрического заряда представляется вполне очевидным, поскольку заряд либо стекает с объекта при его заземлении, либо сосредоточивается на поверхности, если этот объект изолирован. Совершенно иная ситуация возникает при облучении диэлектрического объекта, поскольку уже при энергиях в несколько килоэлектронвольт электроны внедряются на глубину нескольких микрометров, и их дальнейшее поведение определяется подвижностью, а также напряженностью электрического поля в поверхностном слое [5]. Процесс релаксации заряда электронного пучка в поверхностном слое диэлектрика является одним из факторов, определяющих, наряду с зарядовой компенсацией ионами из пучковой плазмы установившееся значение потенциала на поверхности, а следовательно, и реальное значение энергии электронов, воздействующих на эту поверхность. Определение установившегося потенциала на поверхности диэлектрика, облучаемого электронным пучком в области повышенных давлений, представляло основную задачу исследований, результаты которых представлены в настоящей работе.

Методика эксперимента

Для формирования электронного пучка в настоящей работе использовался плазменный источник электронов на основе разряда с полым катодом, специально созданный для генерации импульсного электронного пучка в ранее недоступной форвакуумной области давлений 5–15 Па. Принцип действия и параметры устройства подробно описаны в [6]. Частота следования импульсов

во всех экспериментах равнялась 1 Нз. В экспериментах в качестве диэлектрического материала использовалась алюмооксидная керамика. Выбор данного материала для исследований связан, прежде всего, с тем, что из-за широкого применения этот материал является первоочередным объектом для электронно-лучевой модификации.

Как было показано нами ранее [3], изолированный металлический коллектор является приемлемой экспериментальной моделью для исследования процессов зарядки ускоренным электронным пучком диэлектрической мишени. В этом случае установившийся потенциал коллектора может быть определен непосредственно в результате измерения. Поскольку прямые измерения потенциала на поверхности диэлектрика, облучаемого электронным пучком, практически невозможны, то в настоящей работе этот потенциал определялся по двум косвенным методикам: по методу „конденсатора“ и по результатам измерения энергии вторичных электронов, выбитых с поверхности диэлектрика.

Сущность метода „конденсатора“ состоит в восстановлении потенциала на поверхности путем интегрирования измеренного тока зарядки и разрядки диэлектрика в переходных процессах при воздействии импульсного электронного пучка. Схема измерений представлена на рис. 1. Электронный источник 1 размещался на фланце вакуумной камеры 2. Электронный пучок 3, сфокусированный магнитной линзой 4, попадал на диэлектрическую пластину 5, размещенную на металлическом держателе 6, заземленном через измерительный резистор 7. В течение времени зарядки поверхности диэлектрической пластины электронным пучком 3 по резистору 7 протекает электрический ток, приносящий на держатель 6 заряд, равный заряду на диэлектрической пластине и противоположный ему по знаку. На рис. 2 представлена типичная осциллограмма сигнала I с резистора. На этой осциллограмме четко различимы участки накопления и исчезновения заряда. Интегрирование зависимости $I(t)$ позволяет восстановить заряд $Q(t)$, накапливаемый в диэлектрике. При известной емкости структуры это дает возможность рассчитать потенциал

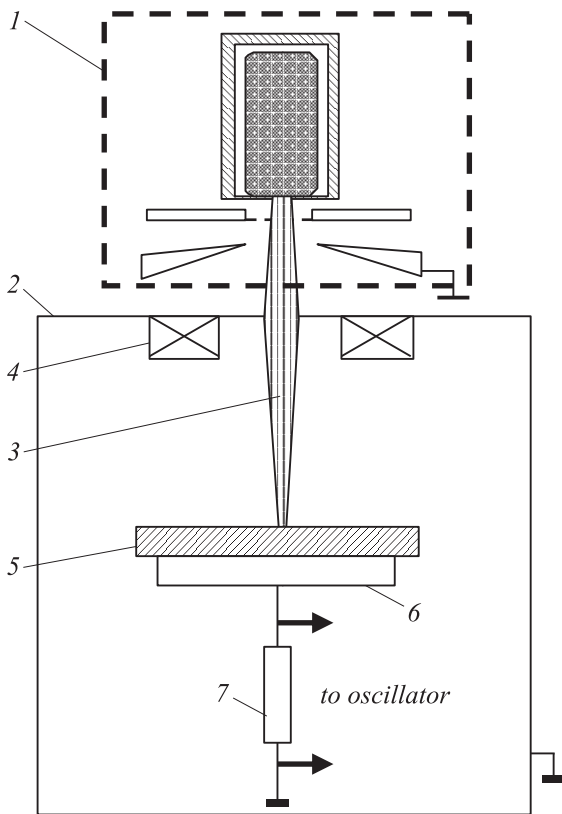


Рис. 1. Схема измерений потенциала коллектора методом „конденсатора“.

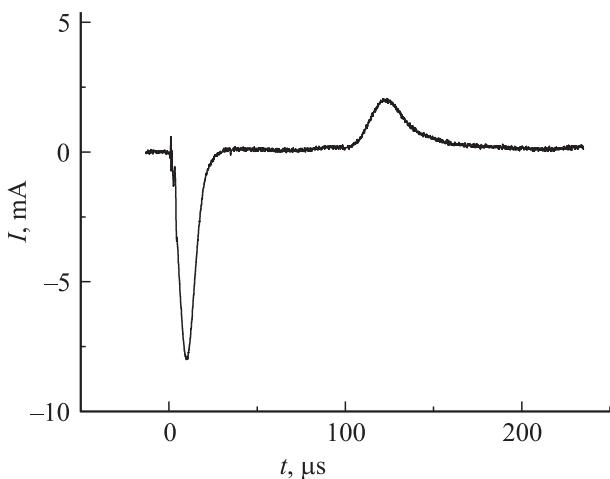


Рис. 2. Осциллограмма тока в керамическом образце при импульсном электронном облучении ($U_a = 5 \text{ kV}$, $j_0 = 1 \text{ A/cm}^2$, $L = 1 \text{ mm}$, длительность импульса 125 μs).

поверхности диэлектрика. Определение емкости было произведено путем сравнения потенциала, измеренного по энергии вторичных электронов, и по восстановлению $Q(t)$. Метод тестировался на изолированном металлическом коллекторе. Как видно из осциллограмм, представленных на рис. 3, потенциалы, измеренные двумя способами, удовлетворительно совпадают.

Метод определения поверхностного потенциала керамической мишени по энергии вторичных электронов ранее использовался в [7]. Вместе с тем в отличие от [7] для определения энергии вторичных электронов в настоящей работе применялся не электростатический, но электромагнитный анализатор. Необходимость такой замены вызвана сравнительно высоким давлением газа в камере, при котором возможно возникновение разряда между электродами электростатического анализатора. Схема измерений приведена на рис. 4. Импульсный электронный пучок 1 бомбардирует мишень 2. Вторичные электроны 3, пройдя диафрагму 4, попадают в магнитный энергоанализатор 5, сигнал U которого регистрируется осциллографом.

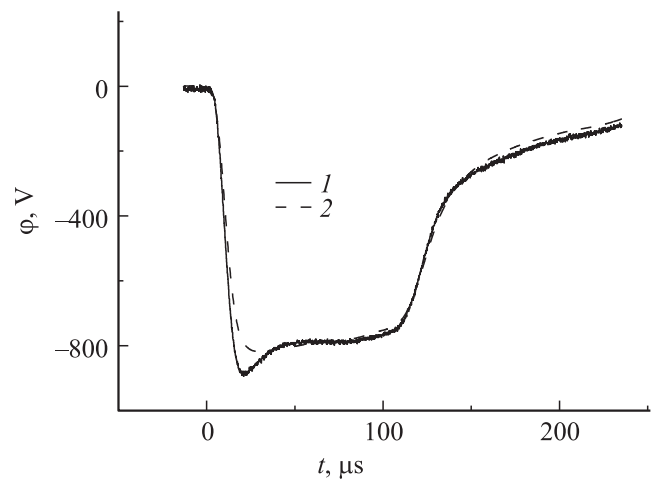


Рис. 3. Измеренный (1) и восстановленный (2) потенциалы верхней обкладки. $U_a = 5 \text{ kV}$, $j_0 = 1 \text{ A/cm}^2$, $L = 1 \text{ mm}$, длительность импульса 125 μs .

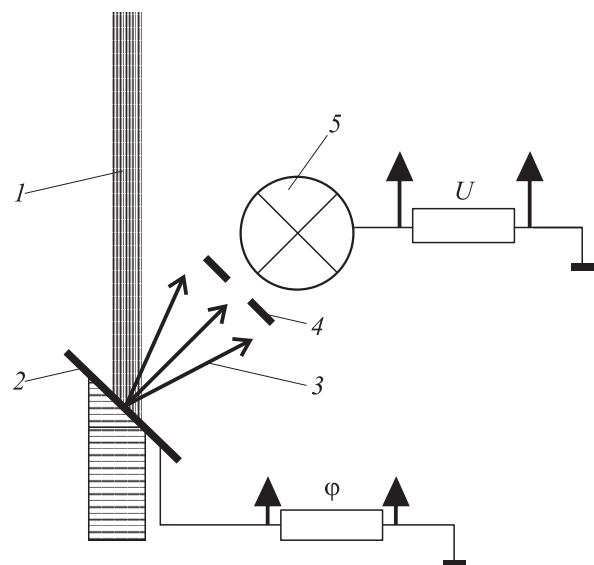


Рис. 4. Схема измерений энергии вторичных электронов с помощью магнитного энергоанализатора.

Характеристика энергоанализатора, т.е. зависимость тока коллектора от тока магнитной отклоняющей системы, представляла собой кривую с максимумом. Измерения осуществлялись по положению максимума этой характеристики. Калибровка энергоанализатора производилась при использовании металлической изолированной мишени. Замена металлической мишени на диэлектрическую при сохранении взаимного расположения деталей позволяла произвести измерения энергии вторичных электронов и в этом случае. Для наблюдения за поведением заряда, инжектированного в диэлектрик, металлическая мишень 2 (рис. 4) располагалась перпендикулярно электронному пучку и закрывалась пластиной алюмооксидной керамики ВК100. Измерение сигнала ϕ с резистора в этом случае позволяло оценивать заряд, накапливаемый в диэлектрике.

Сравнение обоих методов определения потенциала диэлектрической поверхности показало удовлетворительное совпадение, что может рассматриваться в качестве аргумента для обоснования достоверности полученных результатов. В дальнейшем будут представлены результаты измерения потенциала, полученные на основе использования обоих методов.

Результаты экспериментов и их обсуждение

В форвакуумной области давлений в процессе облучения керамики электронным пучком наводимый на поверхности керамики потенциал отрицателен, а его абсолютная величина оказывается много меньше энергии ускоренных электронов. Как было показано нами ранее для изолированной металлической мишени [3], при ускоряющем напряжении 10–15 кВ в непрерывном режиме работы форвакуумного плазменного источника электронов из-за относительно небольшого значения тока пучка этот отрицательный потенциал не превышает нескольких сотен вольт, тогда как в импульсном режиме при существенно более высоких токах пучка он может достигать нескольких киловольт [8]. Компенсация зарядки мишени электронным пучком обеспечивается ионным потоком из плазмы. Компенсирующий ионный поток, в свою очередь, включает в себя ионы пучковой плазмы, образованной в пространстве дрейфа электронного пучка, а также ионы из плазмы разряда, возникающего во время прохождения пучка между отрицательно заряженной мишенью и заземленными стенками вакуумной камеры. В результате торможения электронов в слое пространственного заряда у поверхности мишени энергия, выделяемая электронным пучком на ее поверхности, снижается на величину, соответствующую потенциалу мишени. Но это уменьшение может быть частично или полностью скомпенсировано потоком ионов на мишень, которые в слое ускоряются. Именно относительно малое значение отрицательного потенциала на поверхности мишени обуславливает возможность ее эффективной

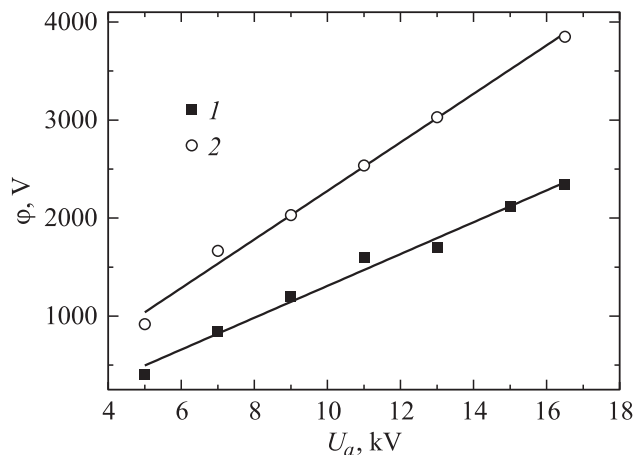


Рис. 5. Зависимость потенциала ϕ , изолированного металлической мишенью коллектора (1) и диэлектрической пластины (2), от ускоряющего напряжения U_a ($\tau = 225 \mu\text{s}$, $p = 4 \text{ Pa}$, $I_e = 2 \text{ A}$).

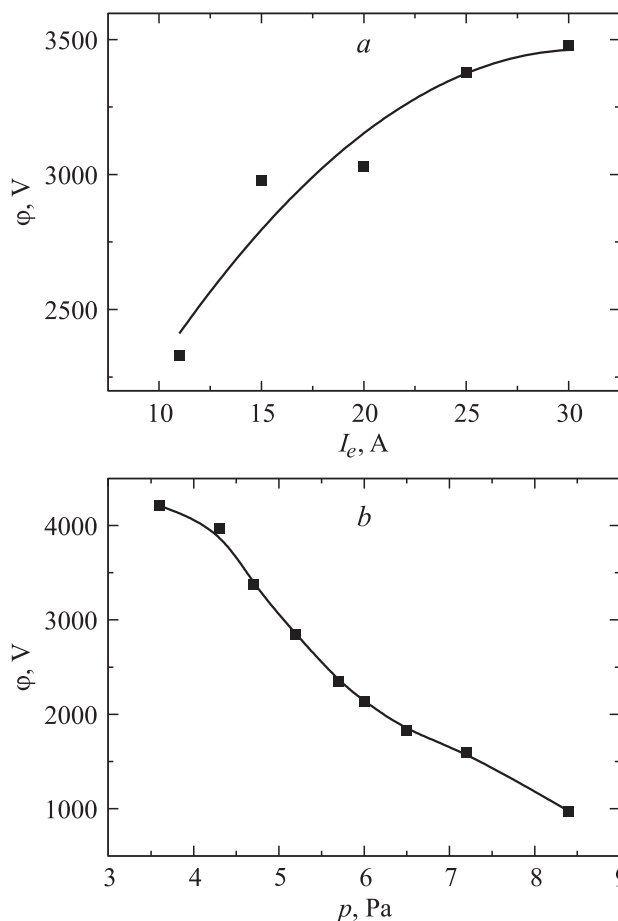


Рис. 6. Зависимость потенциала диэлектрической пластины от тока I_e пучка (a) и давления p газа. $U_a = 13 \text{ kV}$, $p = 4 \text{ Pa}$ (a). $U_a = 10 \text{ kV}$, $I_e = 2 \text{ A}$ (b).

электронно-лучевой обработки в форвакуумной области давлений.

Так же как и для изолированной металлической мишени [8], абсолютная величина отрицательного потенциала

на непроводящей керамической мишени возрастает с повышением тока пучка и ускоряющего напряжения источника (рис. 5, 6, а). В то же время, в отличие от изолированной металлической мишени, для керамики не обнаружено зависимости измеряемого потенциала от площади мишени. Обратим также внимание на тот факт, что в равных условиях электронно-лучевого воздействия керамика приобретает большой отрицательный потенциал по сравнению с потенциалом изолированной металлической мишени.

Увеличение давления газа снижает абсолютное значение отрицательного потенциала поверхности диэлектрической мишени (рис. 6, б). С этой точки зрения задача дальнейшего расширения рабочего диапазона давлений в область более высоких значений для форвакуумных плазменных источников электронов представляется актуальной. Однако уже при достигнутых рабочих давлениях установившийся потенциал непроводящей керамической мишени не превышает 10% от величины ускоряющего напряжения.

Анализ механизма установления потенциала диэлектрической мишени может быть произведен на основе соображений, аналогичных тем, которые использовались в случае изолированной металлической мишени [8]. Суть их сводится к следующему. Потенциал мишени оказывается установившимся при условии равенства нулю полного тока на мишень. Это достигается при условии, что ток электронов пучка становится равным току ионов из плазмы с учетом поправок на вторичные процессы. В работе [8] получено выражение для потенциала φ

$$\varphi = \frac{W_i S_p}{\frac{\gamma_e I_b}{e v_i} \cdot \frac{1}{(1+\gamma_e) \gamma_e v_i S_T} - \beta p I_b^\alpha} + \gamma_i S_T, \quad (1)$$

где W_i — энергия (в потенциальных единицах), затрачиваемая на образование одной ион-электронной пары, S_p — площадь поверхности плазмы, с которой она теряет ионы, S_T — площадь мишени, γ_e , γ_i — коэффициенты электронно-электронной и ионно-электронной эмиссии, v_i — скорость ионов из пучковой плазмы, I_b — ток электронного пучка, p — давление газа, α — величина, меньшая единицы, отражающая факт, что с ростом давления концентрация пучковой плазмы возрастает слабее, чем линейно. Это выражение пригодно для оценок и в случае диэлектрической мишени.

Наблюдаемое в эксперименте более высокое абсолютное значение отрицательного потенциала диэлектрической поверхности по отношению к потенциалу изолированной металлической мишени может быть объяснено как результат меньшей площади S_T мишени. В случае изолированной металлической мишени приемной поверхностью для ионов является вся поверхность мишени, тогда как для диэлектрической мишени эта поверхность ограничена поперечным сечением пучка.

Отдельного обсуждения заслуживают осциллограммы тока в цепи зарядки-разрядки диэлектрической мишени (рис. 2). Поскольку площади под соответствующими

участками кривой характеризуют собой заряды, накапливаемые в мишени и уходящие из нее, то из сравнения площадей получается, что внедренный заряд оказывается примерно в 2 раза больше заряда уходящего. Поскольку от импульса к импульсу осциллограммы повторяют свою форму, то это может означать, что накопленный заряд успевает либо частично релаксировать еще за время импульса, либо за этот процесс ответственны гораздо более медленные процессы, происходящие в промежутке между импульсами.

С целью получения представлений о механизмах релаксации внедренного заряда была предпринята попытка расчета поведения заряда с учетом возможных процессов. В качестве базового было взято уравнение полного тока

$$\text{rot } \mathbf{H} = \mathbf{j} + \mathbf{j}_{\text{bias}} + \mathbf{j}_b, \quad (2)$$

где j , j_{bias} , j_b — плотности тока проводимости, тока смещения и тока инжектированных электронов. Применение к уравнению (2) оператора дивергенции дает

$$\text{div}(\mathbf{j} + \mathbf{j}_{\text{bias}} + \mathbf{j}_b) = 0,$$

что для одномерного случая означает независимость полного тока от пространственной координаты. Это дает основания для записи рабочего уравнения в виде

$$\varepsilon \varepsilon_0 \frac{\partial E(x, t)}{\partial t} + j(x, t) + j_b(x, t) = \varepsilon \varepsilon_0 \frac{\partial E_L(t)}{\partial t}, \quad (3)$$

где $E(x, t)$ — напряженность электрического поля, $E_L(t)$ — напряженность поля на обратной стороне ($x = L$) диэлектрической мишени.

Предполагается, что инжектированный заряд распределяется равномерно в слое толщиной R , где R — средняя глубина пробега электронов в веществе. Для этого j_b представляется в виде

$$j_b = \begin{cases} j_0(1 - \frac{x}{R}), & x < R, \\ 0, & x > R, \end{cases} \quad (4)$$

где j_0 — плотность тока пучка на входе в слой вещества.

Ток проводимости может быть представлен суммой

$$j(x, t) = \mu \rho E(x, t) + \sigma_{\text{rad}} E(x, t),$$

где ρ и μ — плотность заряда в диэлектрике и его подвижность, σ_{rad} — радиационная проводимость диэлектрика. Для упрощения записи уравнений и анализа их решений заряд электронов предполагается положительным. С учетом известного соотношения $\rho = \varepsilon \varepsilon_0 \frac{\partial E}{\partial x}$ уравнение принимает окончательный вид

$$\frac{\partial E(x, t)}{\partial t} + \mu \frac{\partial E(x, t)}{\partial x} E(x, t) + \frac{\sigma_{\text{rad}}}{\varepsilon \varepsilon_0} E(x, t) + \frac{1}{\varepsilon \varepsilon_0} j_0 \left(1 - \frac{x}{r}\right) = \frac{\partial E_L(t)}{\partial t}. \quad (5)$$

Для $E_L(t)$ может быть записано очевидное соотношение

$$\frac{\partial E_L(t)}{\partial t} = \frac{j_0}{\varepsilon \varepsilon_0}. \quad (6)$$

Граничные условия $E(x, 0) = 0$, поскольку в начальный момент времени заряд в диэлектрике отсутствует, $E(0, t) = 0$, так как обратная сторона диэлектрика примыкает к заземленному металлическому электроду, $\frac{\partial \rho(x, t)}{\partial x} \Big|_{x=L} = 0$ из-за возможности стекания заряда на заземленный электрод. Для учета влияния компенсации внедренного заряда электронов зарядом ионов из плазмы были использованы следующие соображения. В отсутствие ионной компенсации стационарное распределение заряда в диэлектрике устанавливается за время, примерно равное $0.1 \mu s$, а время формирования плазмы разряда, возникающего между диэлектрической мишенью и заземленными стенками вакуумной камеры, составляет единицы микросекунд [9]. Это означает, что расчет распределения инжектированного заряда с учетом ионной компенсации следует начинать с распределения, полученного без учета ионов. Поскольку динамика формирования ионного слоя вблизи поверхности диэлектрической мишени не вполне ясна, то в настоящей работе было принято допущение мгновенного формирования такого слоя с концентрацией ионов, обеспечивающей равенство нулю полного тока на мишень.

Решение уравнения (5) производилось численно с использованием пакета Mathematica [10]. Основные результаты расчетов представлены на рис. 7, 8.

Полученные результаты могут быть прокомментированы следующим образом. На начальном этапе облучения диэлектрика, т.е. до появления ионной компенсации, напряженность поля на облучаемой поверхности остается равной нулю. Это обусловлено расположением на обратной стороне диэлектрического слоя заземленной металлической пластины. По мере удаления от облучаемой поверхности напряженность поля нарастает. Инжектированный электронный заряд под действием этого поля продвигается в глубь диэлектрика, и при используемой плотности тока за время, равное пример-

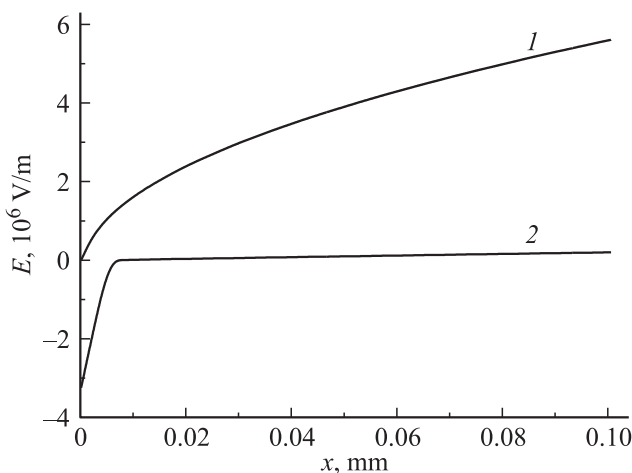


Рис. 7. Распределение напряженности электрического поля в диэлектрике по глубине для различных моментов времени от начала импульса тока пучка: 1 — 10, 2 — 500 ns. $U_a = 15 \text{ kV}$, $j_0 = 20 \text{ A/cm}^2$, $L = 1 \text{ mm}$.

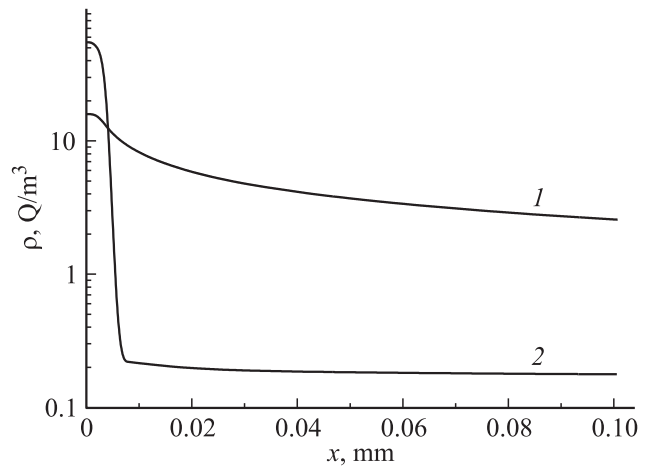


Рис. 8. Распределение объемной плотности заряда Q в диэлектрике по глубине для различных моментов времени от начала импульса тока пучка: 1 — 10, 2 — 500 ns. $U_a = 15 \text{ kV}$, $j_0 = 20 \text{ A/cm}^2$, $L = 1 \text{ mm}$.

но $0.1 \mu s$, устанавливается стационарное распределение заряда. Инжекция заряда прекращается из-за потенциала, приобретаемого облучаемой поверхностью. При появлении ионного слоя вблизи облучаемой поверхности напряженность поля в диэлектрике меняет знак, что означает изменение направления движения инжектированного заряда. Он движется к поверхности, где исчезает за счет рекомбинации электронов с ионами. Однако часть инжектированного заряда продолжает оставаться в поле прежнего направления и по этой причине не участвует в движении к облучаемой поверхности и соответственно не рекомбинирует с ионами. Этот заряд может либо накапливаться на обратной стороне диэлектрической мишени, либо стекать с нее в металлический электрод. Указанные причины могут служить объяснением осциллограммы, приведенной на рис. 2, из которой следует, что накопленный заряд исчезает за времена, большие, чем те, за которые он накапливается.

Заключение

В форвакуумной области давлений (5–15 Pa) в процессе облучения непроводящей керамики электронным пучком наводимый на поверхности керамики потенциал хотя и остается отрицательным, но его абсолютная величина оказывается много меньше энергии ускоренных электронов. Именно этот факт и обеспечивает возможность эффективной электронно-лучевой модификации практически любых непроводящих материалов, главным образом различных керамик. Абсолютная величина отрицательного потенциала на непроводящей керамической мишени, возрастает с увеличением тока пучка и ускоряющего напряжения электронного источника, но резко снижается с повышением давления газа. Инжектированные в керамику электроны оказываются способ-

ными распространиться на достаточно большую глубину (несколько миллиметров) и оставаться в материале в течение времени, в несколько раз превышающего длительность импульса облучения. Появляющиеся при этом поля и потенциалы не вызывают электрического пробоя диэлектрика и не препятствуют передаче энергии от электронного пучка материалу.

Работа поддержана грантами РФФИ № 10-08-00257, 11-08-98004-р_сибирь, 11-08-12052-офи-м-2011, а также грантом Минобразования № 2.1.2/9280.

Список литературы

- [1] *Burdovitsin V.A., Oks E.M.* // Laser and particle beams. 2008. Vol. 26. N 04. P. 619–635.
- [2] *Бурдовицин В.А., Климов А.С., Окс Е.М.* // Письма в ЖТФ. 2009. Т. 35. Вып. 11. С. 61–66.
- [3] *Медовник А.В., Бурдовицин В.А., Климов А.С., Окс Е.М.* // Физика и химия обработки материалов. 2010. № 3. С. 39–44.
- [4] *Суржиков А.П., Франгулян Т.С., Гынгазов С.А., Коваль Н.Н.* // Перспективные материалы. 2008. № 3. С. 64–70.
- [5] *Барыбин А.А., Шаповалов В.И.* // ФТТ. 2008. Т. 50. Вып. 5. С. 781–793.
- [6] *Юшков Ю.Г., Бурдовицин В.А., Медовник А.В., Окс Е.М.* // ПТЭ. 2011. № 2. С. 85–88.
- [7] *Рау Э.И., Евстафьева Е.Н., Андрианов М.В.* // ФТТ. 2008. Т. 50. Вып. 4. С. 599–607.
- [8] *Burdovitsin V.A., Klimov A.S., Medovnik A.V., Oks E.M.* // Plasma Sources Sci. Technol. 2010. Vol. 19. P. 055 003.
- [9] *Medovnik A.V., Gushenets V.I., Oks E.M., Burdovitsin V.A.* // Изв. вузов. Физика. 2007. № 9. Приложение. С. 202–205.
- [10] *Лернер Э.Ю., Кашина О.А.* Пакет mathematica: первые уроки. Казань: КГУ, 2001. 26 с.