

05; 11; 12

© 1990 г.

ОСОБЕННОСТИ ПРИМЕНЕНИЯ МЕТОДА ВИМС ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ДИЭЛЕКТРИКОВ: ЗАРЯД НА ПОВЕРХНОСТИ ОБРАЗЦА В ОДНОМЕРНОЙ МОДЕЛИ

В. Т. Барченко, О. Г. Вендик, Л. С. Ильинский

Рассмотрена физическая модель зарядки поверхности диэлектрического образца применительно ко вторично-ионной масс-спектрометрии. Решается одномерная задача по интегрированию уравнения Пуассона для промежутка держатель мишени—вытягивающий электрод для случая баланса поверхностного заряда на диэлектрике. Получены алгебраические уравнения, связывающие потенциалы поверхности диэлектрика с параметрами первичного и вторичного пучков ионов и мишени. Определены режимы бомбардировки в условиях нейтрализации заряда на поверхности диэлектрика. Рассмотренные модельные представления применены для интерпретации результатов анализа методом вторично-ионной масс-спектрометрии пленок сегнетоэлектриков и железно-иттриевого граната.

Введение

При бомбардировке диэлектрических мишеней пучком ускоренных ионов на их поверхности происходит накопление заряда того или иного знака. Это существенно сказывается на результатах анализа поверхности твердых тел методом вторично-ионной масс-спектрометрии (ВИМС). Поэтому для достоверных и воспроизводимых результатов необходимо принимать меры по нейтрализации, или стабилизации заряда на поверхности диэлектрических мишеней.

К настоящему времени в литературе не описаны модели, которые учитывали бы эффект зарядки изоляторов при ионной бомбардировке, тем более нет соответствующей модели нейтрализации поверхностного заряда.

В предлагаемой работе на основании учета процессов, происходящих при взаимодействии ионов и электронов с поверхностью твердого тела, и оценки факторов, специфичных для ВИМС, рассмотрена физическая модель зарядки поверхности диэлектрика.

Физическая модель процессов вблизи диэлектрической мишени при ионной бомбардировке

В качестве расчетной модели рассмотрим промежуток между держателем образцов и вытягивающим вторичные ионы электродом в установке ВИМС (рис. 1, а). В процессе анализа осуществляется бомбардировка поверхности диэлектрической мишени пучками положительных ионов и электронов. При этом в рассматриваемом промежутке присутствуют электроны и ионы, эмиттированные с поверхности диэлектрика. Введем следующие обозначения: h — толщина диэлектрической мишени; H — расстояние от держателя мишени до вытягивающего электрода; $U(x)$ — потенциал в точке x ; U_0 — потенциал держателя мишени; U_+ — потенциал поверхности диэлектрика; U_* — потенциал вытягивающего электрода; $j_i^{(1)}$ — плотность тока первичных положительных ионов; $j_e^{(1)}$ — плотность тока первичных электронов; $j_i^{(2)}$ — плотность тока вторичных ионов; j_+ , j_- — плотности токов положительно и отрицательно заряженных частиц, поступающих на поверхность диэлектрика.

Задача по расчету поля вблизи поверхности диэлектрика при совместной ионной и электронной бомбардировке будем решать при выполнении следующих допущений.

1. Пучки первичных ионов и электронов имеют равномерное распределение плотности тока по сечению, при этом считаем, что заряд ионов и электронов тоже распределен равномерно по всей поверхности диэлектрика.

2. Пучки ионов и электронов являются моноскоростными и падают нормально на поверхность мишени.

3. Поле справа от диэлектрика является ускоряющим для вторичных положительных ионов, при этом энергия первичных ионов намного больше, чем $e(U_0 - U_0)$.

4. Первичные и вторичные ионы являются однозарядными.

5. В вакуумном промежутке не происходит процессов ионизации, рекомбинации, перезарядки.

При соблюдении этих условий будем решать одномерную задачу по интегрированию уравнения Пуассона для промежутка держатель мишени — вытягивающий электрод. Для упрощения правой части исходного уравнения Пуассона оценим относительный вклад в объемный заряд ρ электронов и ионов различного происхождения в условиях, имеющих место в ВИМС. Заметим, что за-

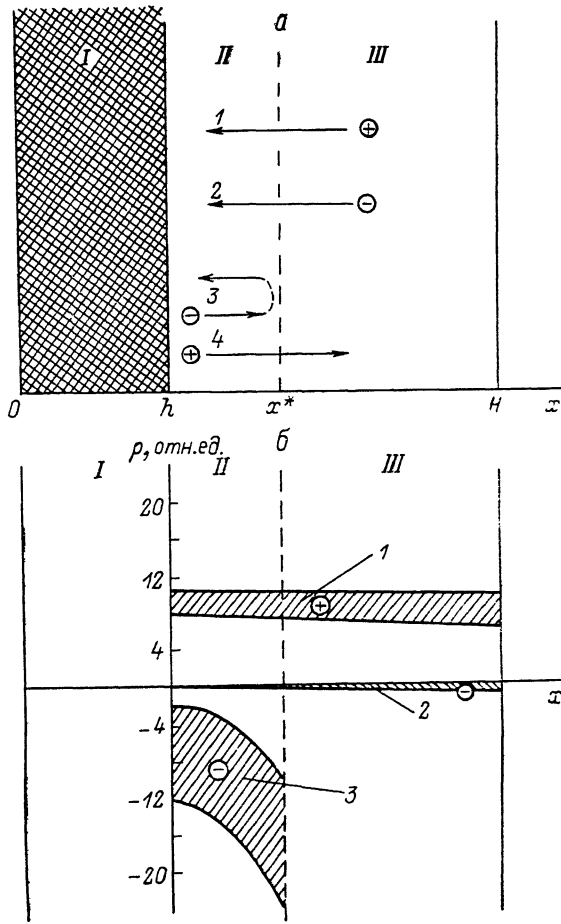


Рис. 1.

a — схема промежутка между держателем мишени и вытягивающим вторичные ионы электродом: I — область диэлектрика; II, III — области вакуума (в точке x^* вторичные электроны теряют свою начальную энергию); 1 — ток первичных положительных ионов, 2 — ток первичных электронов, 3 — ток вторичных электронов, 4 — ток вторичных положительных ионов; *b* — распределение объемного заряда в промежутке диэлектрик — вытягивающий электрод: 1 — объемный заряд первичных положительных ионов, 2 — объемный заряд первичных электронов, 3 — объемный заряд вторичных электронов.

ряды, вносимые первичными электронами и вторичными ионами, пренебрежимо малы. Это связано со значительными скоростями электронов и весьма малым значением коэффициента вторичной ионной эмиссии. Таким образом, из рассмотрения можно исключить объемные заряды первичных электронов и вторичных ионов. Тогда в распределении можно выделить три области. Первая область диэлектрика $0 \leq x \leq h$, в которой объемный заряд равен нулю. Во второй области $h \leq x \leq x^*$ имеется значительный объемный заряд вторичных электронов и первичных ионов. В точке $x = x^*$ вторичные электроны полностью теряют свою начальную энергию и начинают двигаться обратно к мишени. В третьей области $x^* \leq x \leq H$ следует учитывать только объемный заряд первичных ионов. Качественная иллюстрация распределения составляющих объемного заряда приведена на рис. 1, б.

Уравнения Пуассона для каждой из представленных областей запишутся следующим образом.

Область I

$$(0 \leq x \leq h) \frac{d^2 U}{dx^2} = 0, \quad (1.1)$$

область II

$$(h \leq x \leq x^*) \frac{d^2 U}{dx^2} = - \frac{2j_e^{(2)}}{\epsilon_0 \left[2 \frac{e}{m_e} (U(x) - U_{II} + U_{II}^e) \right]^{1/2}}, \quad (1.2)$$

область III

$$(x^* \leq x \leq H) \frac{d^2 U}{dx^2} = - \frac{j_i^{(1)}}{\epsilon_0 \left[2 \frac{e}{M_i} (U_0^i - U(x) + U_0) \right]^{1/2}}, \quad (1.3)$$

где e — заряд электрона; ϵ_0 — диэлектрическая проницаемость вакуума; m_e — масса электрона; M_i — масса первичного иона; U_{II}^e — потенциал, определяющий начальную энергию вторичных электронов; U_0^i — потенциал, определяющий энергию первичных ионов в сечении $x=H$.

Для решения дифференциальных уравнений используем следующие граничные условия:

- 1) $U^I|_{x=0} = U_0$,
- 2) $U^I|_{x=h-0} = U^{II}|_{x=h+0}$,
- 3) $\frac{dU^{II}}{dx} \Big|_{x=h+0} - e' \frac{dU^I}{dx} \Big|_{x=h-0} = \frac{\sigma}{\epsilon_0}$,
- 4) $U^{II}|_{x=x^*-0} = U^{III}|_{x=x^*+0}$,
- 5) $\frac{dU^{II}}{dx} \Big|_{x=x^*-0} = \frac{dU^{III}}{dx} \Big|_{x=x^*+0}$,
- 6) $U^{III}|_{x=H} = U_0$.

Здесь e' — относительная диэлектрическая проницаемость материала, σ — поверхностная плотность заряда при $x=h$.

Кроме того, используем еще три условия.

- 1) $\frac{dU^{II}}{dx} \Big|_{x=h+0} \leq 0$. (1.4)

2) Плотность свободного заряда σ определяется балансом зарядов, принесенных на поверхность диэлектрика ионами и электронами, присутствующими в вакуумном промежутке,

$$j_- + j_+ = \frac{\partial \sigma}{\partial t} + \frac{\sigma}{\tau}, \quad (1.5)$$

где τ — время стекания заряда с поверхности диэлектрика.

Для хороших диэлектриков можно положить $\tau \gg \Delta t$, где Δt — время, в течение которого диэлектрик подвергается бомбардировке ионным пучком. Тогда из (1.5) следует, что при $j_- + j_+ = 0$ и отсутствии заряда на поверхности мишени до начала бомбардировки ее ионами первичного пучка на поверхности мишени $\sigma = 0$.

3) Координата $x=x^*$ определяется условием потери скорости вторичных электронов до нуля $U(x^*) - U_{II} + U_{II}^e = 0$.

При исследовании диэлектриков в различных режимах могут возникнуть три случая: 1) в областях II и III имеют место только положительный заряд первичных ионов (коэффициенты вторичной электронной δ и ионноэлектронной эмиссии γ малы, $j_i^{(1)}$ велико); 2) во II области преобладает отрицательный объемный заряд вторичных электронов, а в III области — заряд положительный ионов (δ и γ велики, $j_i^{(1)}$ мало); 3) результирующий заряд во II области равен нулю, а в области III присутствует только объемный заряд положительных ионов. Это иллюстрируется рис. 1, б.

Диапазон изменения величины зарядов в зависимости от значений $j_i^{(1)}$, $j_e^{(2)}$, δ , γ , U_0^i определяет заштрихованная область.

Решение уравнений Пуассона для случая баланса поверхностного заряда на диэлектрической мишени в ВИМС

При решении уравнений Пуассона будем считать $\sigma=0$, что, как отмечалось, возможно при равенстве токов положительно и отрицательно заряженных частиц, присутствующих в рассматриваемом промежутке,

$$j_- + j_+ = 0. \quad (2.1)$$

В результате интегрирования уравнений Пуассона (1.1)–(1.3) для каждого из перечисленных случаев получены алгебраические уравнения, связывающие потенциал поверхности диэлектрика U_n с параметрами, характеризующими условия бомбардировки первичными частицами и формирования потока вторичных частиц, а также параметрами мишени.

Уравнения имеют следующий вид.

Случай 1

$$h - H - \frac{D}{3C^2} \left[3(U_0^i + U_a - U_n)^{1/2} - \frac{D^2}{2C^2} \right] + \frac{2}{3C} \left[U_0^i - 2 \left(\frac{D^2}{4C^2} - (U_0^i + U_a - U_n)^{1/2} \right) \right] = 0. \quad (2.2)$$

Случай 2

$$h - H - \frac{2}{3A} \left[\frac{D^2}{4A^2} - (U_n^e)^{1/2} \right]^{1/2} \left[2(U_n^e)^{1/2} - \frac{2D^2}{4A} \right] + \frac{D}{3A^2} \left[3(U_n^e)^{1/2} - \frac{2D^2}{4A^2} \right] - \frac{[D^2 - (U_n^e)^{1/2} 4A^2]^{1/2}}{3C^2} \left[3(U_0^i + U_a - U_n + U_n^e)^{1/2} - (D^2 - (U_n^e)^{1/2} 4A^2) \frac{1}{2C^2} \right] + \frac{2}{3C} \left[(U_0^i)^{1/2} - 2 \left[(D^2 - (U_n^e)^{1/2} 4A^2) \frac{1}{4C^2} - (U_0^i + U_a - U_n + U_n^e)^{1/2} \right] \right] \times \left[(U_0^i)^{1/2} + (D^2 - (U_n^e)^{1/2} 4A^2) \frac{1}{4C^2} - (U_0^i + U_a - U_n + U_n^e)^{1/2} \right]^{1/2} = 0. \quad (2.3)$$

Случай 3

$$h - H - \frac{U_n^e}{D} - \frac{D}{3C^2} \left[3(U_0^i + U_a - U_n + U_n^e)^{1/2} - 2 \frac{D^2}{4C^2} \right] + \frac{2}{3C} \left[(U_0^i)^{1/2} - 2 \left(\frac{D^2}{4C^2} - (U_0^i + U_a - U_n + U_n^e)^{1/2} \right) \right] \times \left[(U_0^i)^{1/2} + \frac{D^2}{4C^2} - (U_0^i + U_a - U_n + U_n^e)^{1/2} \right] = 0, \quad (2.4)$$

где с учетом (2.1) обозначено

$$A = \left[\frac{2j_+^{(1)}}{\varepsilon_0 \left(\frac{2e}{m_e} \right)^{1/2}} \right]^{1/2}, \quad C = \left[\frac{j_+^{(1)}}{\varepsilon_0 \left(\frac{2e}{M_i} \right)^{1/2}} \right]^{1/2}, \quad D = \varepsilon_0 \varepsilon' \frac{U_n - U_c}{h}. \quad (2.5)$$

Определение режимов бомбардировки поверхности диэлектрика в ВИМС

В режиме работы с положительными вторичными ионами пребывание положительных первичных ионов в промежутке между образцом и вытягивающим электродом может привести к такому искажению электрического поля, при котором станет невозможен отбор вторичных частиц. Чтобы этого не происходило, необходимо выполнение условия (1.4). Для однородного электрического поля в диэлектрике для случая баланса поверхностных зарядов

$$\frac{dU^{\text{II}}}{dx} \Big|_{x=h+0} = \varepsilon' \frac{U_n - U_c}{h}. \quad (3.1)$$

Отсюда условие (1.4) запишется как

$$\Delta U = U_n - U_c \leq 0. \quad (3.2)$$

Применяя условие (3.2) к уравнениям (2.2)–(2.4), можно получить выражения для вычисления предельного значения плотности тока $j_i^{(1)}$. Так, подставив (2.5) в (2.2), положив $D=0$ ($D \sim \Delta U$), из получившегося уравнения выражаем $j_i^{(1)}$. Формула для вычисления предельного значения плотности тока первичных ионов для распределения объемного заряда, соответствующего случаю 1, запишется так:

$$j_{\text{пред}}^{(1)} = \frac{4}{9} \varepsilon_0 \left(\frac{2e}{M_i} \right)^{1/2} \frac{[U_0^i + 2(U_0^i + U_a - U_c)^{1/2}]^2 [(U_0^i)^{1/2} - (U_0^i + U_a - U_c)^{1/2}]}{(H - h)^2}.$$

Отсюда следует вывод, что при исследовании диэлектриков методом ВИМС значение плотности тока первичных ионов ограничивается некоторым предельным значением, зависящим от параметров бомбардировки, условий отбора и свойств материала. Это обстоятельство необходимо учитывать при выборе режимов бомбардировки мишени ионами и электронами и отборе вторичных частиц, что определяет условия нейтрализации поверхностного заряда.

Задача по выбору режимов бомбардировки диэлектрика наряду с выполнением условия (3.2) сводится к стабилизации и минимизации величины $|\Delta U|$. Процесс бомбардировки будет стабильным, когда $j_i^{(1)} = -j_e^{(1)}$, при дополнительном условии, что все вторичные электроны возвращаются на образец.

Таким образом, для анализа поверхности диэлектриков методом ВИМС необходимым такой выбор режимов бомбардировки, при котором выполняются два условия

$$\begin{aligned} 1) \Delta U &\leq 0, \\ 2) |\Delta U| &= \min. \end{aligned} \quad (3.3)$$

Условия нейтрализации заряда на поверхности диэлектрика

Электроны, участвующие в токовой компенсации ионного пучка на поверхности диэлектрической мишени, могут иметь различную природу. Есть два способа введения электронов: доставка электронов на мишень из вспомогатель-

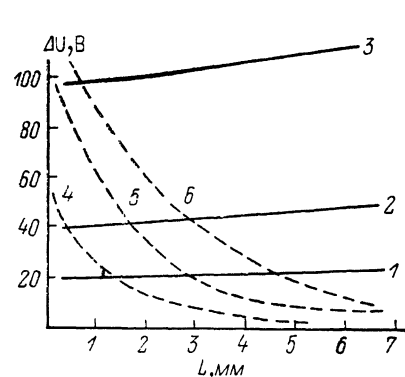


Рис. 2. Расчетные зависимости ΔU от расстояния между поверхностью диэлектрика и вытягивающим электродом.

$j_i^{(1)} = 10 \text{ А/м}^2$, $\varepsilon' = 10$, $\gamma = \delta = 1$, $U_0 - U_a = 200 \text{ В}$; случай 1 распределения зарядов в промежутке: $h = 1$ (1), 5 (2), 10 мм (3); случай 2: $h = 1$ (4), 5 (5), 10 мм (6).

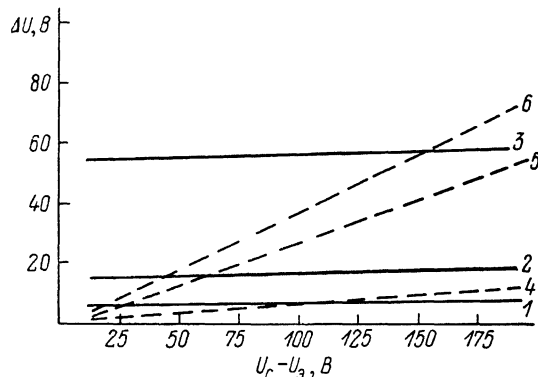


Рис. 3. Расчетные зависимости ΔU от $U_c - U_a$.

$j_i^{(1)} = 10 \text{ А/м}^2$, $\varepsilon' = 10$, $\gamma = \delta = 1$, $L = 2 \text{ мм}$; случай 1 распределения зарядов в промежутке: $h = 1$ (1), 5 (2), 10 мм (3); случай 2: $h = 1$ (4), 5 (5), 10 мм (6).

ного пучка электронов [1, 2] и введение электронов в ионный пучок [3], а также создание условий для их дрейфа в направлении диэлектрической мишени. Следует отметить, что второй способ предпочтительней, так как в этом случае происходит автоматическое выравнивание по плотности тока, в то время как в первом случае можно уравнивать только средние интегральные значения токов. В компенсации участвуют и возвращающиеся на мишень вторичные электроны [2-4].

При полной нейтрализации поверхности заряда потенциал на диэлектрике будет равен значению, которое определяется распределением электрического поля в промежутке держатель образцов—вытягивающий электрод. Этот потенциал будет зависеть от диэлектрических свойств и размеров мишени, а также от параметров, определяющих режим бомбардировки и отбора ионов. Заметим, что авторы работ [1, 2], в которых они рассматривали процесс нейтрализации, учитывали только токи ионов и электронов.

Для расчета потенциала, установившегося на поверхности диэлектрика при ионной бомбардировке, нами были использованы трансцендентные уравнения (2.2)—(2.4), которые решались численным методом с применением ЭВМ. При решении проверялось выполнение условий для предельной плотности тока ионов. Параметры, входящие в уравнения, имели значения, характерные для установок ВИМС. Были получены кривые, характеризующие зависимости U_{π} от различных параметров. Показано, что значение U_{π} существенно зависит от толщины диэлектрика, его диэлектрической проницаемости, расстояния до вытягивающего электрода. потенциал на этом электроде. Ход зависимостей определяется характером распределения объемного заряда вблизи поверхности диэлектрика. Так, зависимости U_{π} от $L=H-h$ имеют прогнвоположный характер для случаев 1 и 2 распределения зарядов в промежутке (рис. 2). По-разному влияет на U_{π} и потенциал на вытягивающем электроде при различном распределении объемных зарядов вблизи образца (рис. 3). Таким образом, присутствие объемных зарядов вблизи поверхности диэлектрической мишени существенным образом меняет картину распределения электрического поля в промежутке держатель образцов—вытягивающий электрод и определяет зависимость потенциала от рассмотренных параметров.

Рассмотренные выше модельные представления были применены для интерпретации результатов анализа методом ВИМС пленок сегнетоэлектриков и железо-иттриевых гранатов. Некоторые результаты этих исследований приведены в работах авторов [5, 6]. Применение рассмотренной модели позволило существенно повысить достоверность масс-спектров вторичных ионов и преодолеть трудности, обычно возникающие при анализе диэлектриков путем зондирования их поверхности пучком ионов.

Заключение

Количественные оценки, проведенные в рамках рассмотренной модели, позволяют утверждать следующее: при выполнении очевидного требования нейтрализации заряда на поверхности исследуемого образца, что может быть выполнено введением в первичный пучок положительных ионов пучка электронов, на стабильность работы ВИМС решающее воздействие оказывает потенциал поверхности мишени; применение предложенной модели позволяет оценить величину потенциала поверхности диэлектрической мишени и выбрать оптимальный режим бомбардировки мишени ионным пучком, обеспечивающий достаточную интенсивность пучка вторичных ионов при необходимой стабильности работы масс-спектрометра; для каждого конкретного случая можно определить верхнюю границу плотности тока первичного ионного пучка, при которой еще возможно проводить анализ поверхности твердого тела методами, использующими зондирование поверхности ионными пучками.

Список литературы

- [1] Nakamura K., Aoki S., Nakajima V. et al. // Mass-spectrosc. 1972. Vol. 20. N 1. P. 1—9.
- [2] Wittmaack K. // J. Appl. Phys. 1979. Vol. 50. N 1. P. 493.
- [3] Slodzian G., Chaintreau M. P., Dennebouy R. C. // Cameca News (Saint Denis, France). N V. 1987. P. 1—6.
- [4] Werner H. W., Morgan A. E. // J. Appl. Phys. 1976. Vol. 47. N 4. P. 1223.
- [5] Ильинский Л. С., Попов В. Ф., Смирнов А. Д., Беляев В. М. // ЖТФ. 1982. Т. 52. Вып. 1. С. 163—164.
- [6] Вендик О. Г., Ильинский Л. С., Смирнов А. Д., Хижга Г. С. // ЖТФ. 1984. Т. 54. Вып. 4. С. 772—777.

Ленинградский
электротехнический институт
имени В. И. Ульянова (Ленина)

Поступило в Редакцию
11 января 1989 г.
В окончательной редакции
7 апреля 1989 г.