

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ПРОБОЙ ПЛЕНОК ОКСИДА САМАРИЯ В КРЕМНИЕВЫХ МДП-СТРУКТУРАХ

В.А. Рожков,¹ А.Ю. Трусова²

Исследованы основные закономерности диэлектрического пробоя пленок оксида самария в кремниевых МДП-структурах. Изучены зависимости пробивной напряженности от скорости нарастания напряжения на структуре, температуры, а также времени задержки пробоя от величины амплитуды прямоугольной ступеньки напряжения. Показано, что поле пробоя состоит из подготовительной стадии, связанной с накоплением в диэлектрике критического заряда, при превышении которого пробой переходит в быструю фазу собственного пробоя диэлектрика.

Широкое применение слоистых МДП-систем в полупроводниковых дискретных приборах и интегральных схемах вызывает необходимость поиска и исследования свойств новых перспективных диэлектрических материалов. В этой связи оксиды редкоземельных элементов (РЗЭ), пленки которых обладают большими значениями ($\epsilon = 8-20$) и удельного сопротивления ($\rho = 10^{12} - 10^{15} \text{ Ом} \cdot \text{см}$), и характеризуются химической и термической стойкостью [1], представляют научный и практический интерес. Разнообразные электрофизические свойства этих материалов в сочетании с возможностью формирования диэлектрических пленок РЗЭ на различных полупроводниковых подложках при низких температурах [2,3] позволили создать на их основе тонкопленочные конденсаторы с большой емкостью [4], МДП-транзисторы, МДП-варикапы и фотоварикапы [3,5-7], электрические переключатели и элементы постоянной репрограммируемой памяти [8].

Надежность и предельные характеристики МДМ- и МДП-приборов в значительной степени определяются качеством диэлектрической пленки, электрические поля в которой в рабочем режиме приближаются к пробивным. Однако закономерности электрического пробоя пленок оксида самария и физическая модель их пробоя до настоящего времени не определены. В данной работе приводятся результаты исследования электрического пробоя пленочного оксида самария в кремниевых МДП-структурах и обсуждается механизм этого явления.

1 Получение образцов и методика исследования

Образцы получались на кремниевых монокристаллических подложках марки КЭФ-5 и КДБ-4,5 с ориентацией (111) и (100) соответственно. Пластины обезжиривались кипячением в толуоле с последующей ультразвуковой мойкой в ацетоне. Для снятия слоя естественного окисла подложки обрабатывались в слабом водном растворе плавиковой кислоты.

Пленки оксида самария получались методом термического окисления слоя редкоземельного металла на воздухе при температуре $500 - 550^\circ \text{C}$ в течение 30 минут. Нанесение пленки самария на кремниевую подложку проводилось методом термического распыления РЗЭ из молибденовой лодочки в вакууме $(1 - 2) \cdot 10^{-5}$ мм рт.ст. на установке ВУП-5. Толщина пленок оксида самария в исследуемых структурах лежала в пределах $d=0,035-0,23$ мкм. С противоположной стороны кремниевой подложки

¹Рожков Виктор Аркадьевич. Кафедра электроники твердого тела СамГУ

²Трусова Алла Юрьевна. Кафедра электроники твердого тела СамГУ

напылялся сплошной контакт из алюминия. В качестве контакта к пленке оксида самария использовался прижимной электрод, изготовленный из тонкой заточенной молибденовой проволоки с диаметром острия 0,07 мм.

Напряженность электрического поля пробоя E_b измерялась на линейно-нарастающем напряжении при скоростях его изменения $K_v = \frac{dV}{dt} = 10 - 10^8$ В/с. Время задержки пробоя τ (промежуток времени между началами приложения к образцу прямоугольного импульса напряжения и пробоя) измерялось на прямоугольной ступеньке напряжения с амплитудой до 200 В и с длительностью переднего фронта равной 0,15 мкс по методике, описанной в [9]. Начало пробоя регистрировалось по срыву падения напряжения на образце с помощью запоминающего осциллографа С8-17.

Средние значения и доверительные интервалы пробивной напряженности и времени задержки определялись из 30 измерений для каждого значения K_v , температуры или амплитуды импульса напряжения. Точки на рисунках соответствуют средним величинам E_b или τ . Знак потенциала на прижимном электроде к оксидной пленке Sm_2O_3 соответствовал режиму обогащения поверхности полупроводника основными носителями заряда.

2 Экспериментальные результаты

На зависимостях E_b и $\ln K_v$ (рис.1) для всех толщин пленок Sm_2O_3 можно выделить два участка.

Рис.1. Зависимости напряженности электрического поля пробоя пленок Sm_2O_3 разной толщины от скорости роста напряжения:

- а) Структура $\text{Sm}_2\text{O}_3\text{-pSi}$;
- б) структура $\text{Sm}_2\text{O}_3\text{-nSi}$;
- д=0,2 (1); 0,14 (2); 0,035 мкм (3)

Первый участок при $K_v = 10 - 10^5 \text{ В/с}$ характеризуется линейным увеличением E_b с ростом $\ln K_v$, а второй - тем, что E_b практически не зависит от скорости нарастания напряжения. Характерным для этих зависимостей является уменьшение электрической прочности пленок с увеличением их толщины. При этом наблюдается более сильная зависимость E_b от $\ln K_v$ и меньшие значения пробивной напряженности на первом участке ($K_v < 10^5$) для образцов с кремнием n -типа проводимости по сравнению с p -кремнием. Величина пробивного поля уменьшается с увеличением площади S верхнего электрода (рис.2).

Рис.2. Зависимости пробивного поля E_b структуры $\text{Al-Sm}_2\text{O}_3\text{-nSi}$ (1), $\text{Al-Sm}_2\text{O}_3\text{-pSi}$ (2) от площади верхнего контакта S :
 $d=0,19 \text{ мкм}$, $K_v = 2,25 \cdot 10^6 \text{ В/с}$

На рис.3 приведены температурные зависимости пробивной напряженности пленки Sm_2O_3 при различных значениях K_v . Как видно из рисунка, величина E_b линейно уменьшается с ростом температуры, причем более сильная температурная зависимость соответствует меньшим скоростям роста напряжения на структуре.

На рис.4 представлены зависимости времени задержки пробоя τ от величины напряженности электрического поля E в диэлектрической пленке при воздействии прямоугольной ступеньки напряжения. Как видно, время задержки пробоя экспоненциально уменьшается с возрастанием величины электрического поля, причем для более толстых пленок время задержки меньше. С ростом температуры время задержки уменьшается (рис.5). Графики зависимостей в координатах $\ln \tau$ от $1/T$ спрямляются, что указывает на экспоненциальное уменьшение τ с увеличением температуры.

Как показали исследования, вольтамперные характеристики (рис.6) структур в сильных электрических полях описываются близкими между собой механизмами Пу-

ла и Пула-Френкеля.

Рис.3. Температурные зависимости пробивной напряженности пленок Sm_2O_3 при различных K_v , $d=0,2$ мкм. $\text{Sm}_2\text{O}_3\text{-pSi}$ (1,3,5); $\text{Sm}_2\text{O}_3\text{-nSi}$ (2,4,6). $K_v=2,3 \cdot 10^6$ (1,2); $2,9 \cdot 10^2$ (3,4); 17,27 В/с (5)

Рис.4. Зависимости времени задержки пробоя оксида самария от величины электрического поля для структур $\text{Sm}_2\text{O}_3\text{-nSi}$ (1,3), $\text{Sm}_2\text{O}_3\text{-pSi}$ (2,4). $d=0,23$ (1,2); 0,19 мкм (3,4)

Рис.5. Температурные зависимости времени задержки пробоя структур $\text{Sm}_2\text{O}_3\text{-nSi}$ с $d=0,19$ мкм (1) и $\text{Sm}_2\text{O}_3\text{-pSi}$ с $d=0,22$ мкм (2)

Рис.6. Вольтамперные характеристики структур $\text{Al-Sm}_2\text{O}_3\text{-nSi}$ (1,2) и $\text{Al-Sm}_2\text{O}_3\text{-pSi}$ (3,4); прямое (1,3) и обратное (2,4) смещение на электроде, $d=0,23$ мкм

3 Обсуждение результатов

Анализ приведенных экспериментальных зависимостей показывает качественную их корреляцию с аналогичными характеристиками пробоя для пленок оксида гадолиния [9]. В [9] показано, что наблюдаемая совокупность характеристик не описывается тепловой [10], термофлуктуационной [11] моделями пробоя или механизмом ударной ионизации [12].

Полученные экспериментальные закономерности можно объяснить, если предположить, что развитие пробоя диэлектрической пленки состоит из начальной стадии, связанной с накоплением в диэлектрике критического заряда Q_c , при превышении которого диэлектрик переходит в быструю фазу собственного пробоя в условиях сильного поля [13]. При этом предполагается, что накапливаемый в диэлектрике заряд пропорционален заряду, прошедшему через структуру, кинетика тока подчиняется гиперболическому закону, а плотность тока описывается модифицированным выражением, применимым при малых и больших полях [9]:

$$J = J_0 \exp\left(-\frac{E_a}{kT}\right) \cdot (\exp(\alpha E/kT) - 1), \quad (1)$$

где J_0 - плотность тока, слабо зависящая от поля и температуры, E_a - энергия активации проводимости, E - напряженность электрического поля, α - постоянная, определяющая влияние поля E на скорость роста тока, k - постоянная Больцмана, T - абсолютная температура.

При этих условиях, которые подтверждаются экспериментально, соотношения для времени задержки пробоя и величины напряженности электрического поля пробоя на прямоугольном и пилообразном импульсном напряжении соответственно имеют вид:

$$\tau = \frac{\exp(A \cdot Q_c) - 1}{A \cdot J_0} \cdot \exp\left[\frac{E_a - \alpha \cdot E}{kT}\right], \quad (2)$$

$$E_b = \frac{kT}{\alpha} \ln\left[\frac{K_E d C_k}{J_0}\right] + \frac{Q_c}{d C_k} + \frac{E_a}{\alpha}, \quad (3)$$

где $A = \alpha/kT C_k d$, C_k - удельная емкость контактной области, $K_E = \frac{dE}{dt}$ - скорость роста напряженности электрического поля в диэлектрике, d - толщина диэлектрика.

Оценки показывают, что $J_0 > K_E d C_k$ для всех экспериментальных значений K_E , и (3) можно представить в виде:

$$E_b = \frac{Q_c}{d C_k} + \frac{E_a}{\alpha} - \frac{kT}{\alpha} \cdot \ln\left[\frac{J_0}{K_v C_k}\right], \quad (4)$$

где $K_v = K_E d$.

Согласно (3) пробивная напряженность прямо пропорциональна $\ln K_v$, а из (4) она линейно уменьшается с ростом температуры. Причем наклон температурной характеристики возрастает с уменьшением скорости роста пилообразного напряжения. Из (2) следует, что время задержки пробоя экспоненциально убывает с возрастанием напряженности электрического поля и температуры. Данные закономерности наблюдаются экспериментально в области $K_v < 10^5$ В/с, когда критический заряд успевает формироваться в диэлектрике. Второй участок характеристики, для которого $K_v > 10^6$ В/с, а электрическая прочность соответствует напряженности

электрического поля пробоя диэлектрического материала, не описывается приведенными соотношениями. Уменьшение пробивной напряженности при увеличении площади электрода связано с наличием в диэлектрике микрообластей с более высокой электропроводностью, которые обладают меньшей электрической прочностью.

Более сильная зависимость пробивной напряженности от K_v на первом участке ($K_v < 10^5 \text{ В/с}$, рис.1) для образцов с подложкой n -типа проводимости обусловлено влиянием влажности окружающей среды. Так, при положительном потенциале прижимного электрода происходит инжекция ионов водорода из адсорбированных на поверхности диэлектрика молекул воды, которые при относительной влажности больше 50% могут образовывать сплошную полимолекулярную пленку [14]. Ионы водорода, инжектированные в диэлектрик, приводят к увеличению его проводимости и уменьшению пробивного поля. Аналогичное явление имело место в МДП-системах с пленкой оксида гадолиния [9], для которых наблюдалось увеличение электрической прочности диэлектрика в вакууме.

Таким образом, проведенные исследования показывают высокую электрическую прочность пленок оксида самария, пробоем которых предшествует стадия накопления заряда в диэлектрике.

Литература

- [1] Вдовин О.С., Кирьяшкина З.И., Котелков В.Н. и др. Пленки оксидов редкоземельных элементов в МДМ- и МДП-структурах. Саратов: Изд-во Саратов. гос. ун-та, 1983.
- [2] Рожков В.А., Вдовин О.С., Свердлова А.М. и др. // Микроэлектроника. 1976. Т.5. N1. С.28.
- [3] Рожков В.А., Вдовин О.С., Котелков В.Н. и др. // Микроэлектроника. 1973. Т.2. N3. С.267.
- [4] Криков В.С., Красов В.Г., Маркарянц А.Е. // Электронная техника. 1971. Сер.12. Вып.1(12). С.79.
- [5] Sing P., Baishya // Thin Solid Films. 1987. V.147. P.25.
- [6] Рожков В.А., Петров А.И. // Письма в ЖТФ. 1985. Т.11. N.1. С.49.
- [7] Рожков В.А., Гончаров В.П., Трусова А.Ю. // Письма в ЖТФ. 1995. Т.21. Вып.2. С.6.
- [8] Рожков В.А., Трусова А.Ю., Гончаров В.П., Бережной И.Г. // ЖТФ. 1995. Т.65. Вып.8. С.183.
- [9] Петров А.И., Рожков В.А. // Радиотехника и электроника. 1993. Т.38. N2. С.296.
- [10] Owen A.E., Robertson J.M., Main C. // J.Non-Cryst. Solids. 1979. V.32. N1. P.29.
- [11] Жуков С.В., Закревский В.А., Кабин С.П. и др. // Изв. вузов. Физика. 1988. N4. (316). С.86.
- [12] Klein N. // Thin Solid Films. 1978. V.50. N3. P.223.
- [13] Harrari E. // J.Appl.Phys. 1978. V.49. N4. P.2478.
- [14] Силаев Е.А., Голованова Г.Ф. // Поверхность. 1982. N2. С.109.

THE ELECTRICAL BREAKDOWN OF THIN Sm_2O_3 FILMS IN SILICON MIS STRUCTURES

V.A. Rozhkov,³ A.Yu. Trusova⁴

The main regularity of the dielectric breakdown in samarium oxide films in silicon MIS structures were investigated. The dependences of breakdown field versus the voltage increase rate in the structure, the temperature, also the delay time of breakdown versus the step voltage amplitude. It is shown that the breakdown progress consist of two stage: the preparational stage when the critical charge is accumulated in the dielectric and the stage of the intrinsic breakdown when this charge becomes greater then the critical charge.

³Victor Arkad'evich Rozhkov, Dept. of Solid State Electronics Samara State University

⁴Alla Yur'evna Trusova, Dept. of Solid State Electronics Samara State University