

06;12

Энергетические барьеры на межфазных границах в МДП системе Me–Yb₂O₃–Si

© В.А. Рожков, А.Ю. Трусова

Самарский государственный университет,
443011 Самара, Россия

(Поступило в Редакцию 3 декабря 1997 г.)

Исследованы электрофизические свойства кремниевых МДП структур с оксидом иттербия в качестве диэлектрика. Установлено, что электропроводность МДП структур описывается механизмом Пула–Френкеля. С помощью вольт-фарадных характеристик измерены фиксированный заряд в диэлектрике и плотность поверхностных состояний. Методом внутренней фотоэмиссии носителей заряда в диэлектрик определены энергетические барьеры для электронов на границах раздела. Исследованы параметры глубоких электронных ловушек в оксиде иттербия.

Введение

Широкое применение МДП систем в полупроводниковых дискретных приборах и интегральных схемах вызывает необходимость поиска и исследования свойств новых перспективных диэлектрических материалов. Оксиды редкоземельных элементов (РЗЭ), пленки которых обладают большими значениями диэлектрической проницаемости ($\epsilon = 8-20$) и удельного сопротивления ($\rho = 10^{12}-10^{15} \Omega \cdot \text{cm}$) и характеризуются термической и химической стойкостью [1,2], представляют научный и практический интерес. Проведенные исследования показали возможность создания на основе этих материалов кремниевых МДП варикапов с высоким коэффициентом перекрытия емкости [3], электрических переключателей с памятью [4], эффективных просветляющих и пассивирующих покрытий для кремниевых фотоэлектрических приборов [5]. Однако энергетические барьеры на межфазных границах и энергетическая зонная диаграмма кремниевых МДП систем с диэлектрическими пленками из оксидов РЗЭ до настоящего времени не определены. В этой связи в настоящей работе исследованы фотоэлектрические свойства кремниевых МДП структур с оксидом иттербия в качестве диэлектрика, определены энергетические барьеры на межфазных границах и параметры электронных центров захвата диэлектрика.

Получение образцов и методика измерений

МДП структуры типа Me–Yb₂O₃–Si (Me — Al или Ni) изготавливались на кремниевых монокристаллических подложках марки КЭФ-5 и КДБ-4.5 с ориентацией (111) и (100) соответственно. Перед нанесением диэлектрической пленки полированные кремниевые пластины обезжиривались кипячением в толуоле с последующей ультразвуковой мойкой в ацетоне. Слой естественного оксида снимался обработкой в слабом водном растворе плавиковой кислоты. Пленка оксида иттербия толщиной

$d = 0.25-0.28 \mu\text{m}$ получалась путем термического распыления металлического иттербия из молибденовой лодочки в вакууме 10^{-5}Torr на установке типа ВУП-5 с последующим термическим окислением полученного слоя РЗЭ при температуре $500-550^\circ\text{C}$ в течение 30 min. Полупрозрачные электроды площадью 0.4mm^2 к пленке Yb₂O₃ изготавливались методом термического распыления алюминия или никеля через трафарет в вакууме $1-2 \cdot 10^{-5} \text{Torr}$. С противоположной стороны на шлифованную поверхность кремниевой подложки напылялся сплошной контакт из алюминия.

Измерения вольт-амперных характеристик (ВАХ) и температурных зависимостей тока проводились на постоянном напряжении с использованием электрометра ЭД-05М. Плотность поверхностных состояний на границе раздела оксид иттербия–кремний N_{SS} и фиксированный заряд в диэлектрике Q_F рассчитывались методом высокочастотных (1 МГц) вольт-фарадных характеристик. Энергетические барьеры на границах раздела металл–Yb₂O₃ и кремний–Yb₂O₃ определялись методом внутренней фотоэмиссии электронов в диэлектрик [6,7] из спектральных и вольт-амперных зависимостей фототока. Фотоэмиссионные токи измерялись электрометром с чувствительностью $\sim 10^{-15} \text{A}$ при освещении образцов монохроматическим светом, получаемым с помощью ксеноновой лампы ДКсЭЛ 1000-5 мощностью 1 kW и светосильного монохроматора типа МДР-2.

Результаты и их обсуждение

ВАХ структур Al–Yb₂O₃–Si (рис. 1) при положительной (“+” на Me) и отрицательной полярности напряжения имели прямолинейный вид в координатах $\ln(I \cdot d/V)$ от $V^{1/2}$, где I — ток, V — приложенное напряжение. Коэффициент выпрямления для различных образцов лежал в пределах 1.2–2.0. Величины удельного сопротивления пленок оксида иттербия, определенные из ВАХ, составляли $10^{14}-10^{15} \Omega \cdot \text{cm}$. Температурные зависимости тока, измеренные в диапазоне температур $T = 290-400 \text{K}$ при различных значениях постоянного

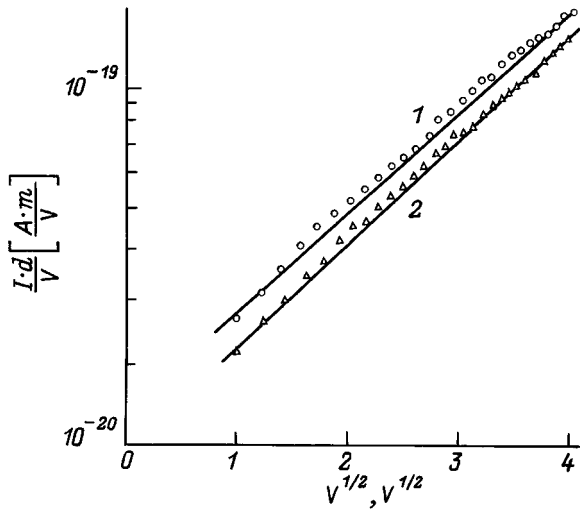


Рис. 1. Вольт-амперные характеристики структур $\text{Al}-\text{Yb}_2\text{O}_3-\text{Si}$ при положительном (1) и отрицательном (2) напряжении.

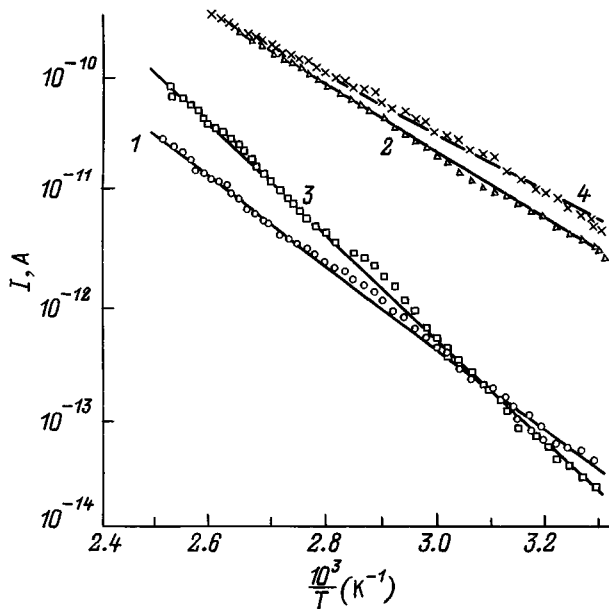


Рис. 2. Температурные зависимости тока в структуре $\text{Al}-\text{Yb}_2\text{O}_3-\text{Si}$ для различных величин приложенного напряжения: $V = -2$ (1), -5 (2), $+2$ (3), $+5$ V (4).

напряжения на структуре, спрямляются в координатах $\ln I$ от $10^3/T$ (рис. 2). Величина температурной энергии активации тока, рассчитанная из этих зависимостей монотонно уменьшается от 1.1–1.3 до 0.86–0.9 eV при увеличении напряжения от 2 до 5 V. Приведенные результаты показывают, что электропроводность МДП структур ограничивается объемом диэлектрика и удовлетворительно описывается механизмом Пула–Френкеля.

Вольт-фарадные характеристики структур $\text{Al}-\text{Yb}_2\text{O}_3-\text{Si}$ (рис. 3) имели типичный высокочастотный

вид с насыщением емкости при аккумуляции и инверсии на поверхности полупроводника. Емкость образцов уменьшалась примерно от 160 до 40 pF при изменении постоянного напряжения от величин, соответствующих аккумуляции, к значениям, соответствующим инверсии на поверхности полупроводника. Область управляющих напряжений лежала между -2 и 2 V. Напряжение плоских зон и коэффициент перекрытия по емкости для различных образцов составляли 0.5–0.9 V и 3–4 соответственно. Величины гистерезиса вольт-фарадных характеристик по оси напряжения лежали в пределах 0.2–0.5 V. Плотность поверхностных состояний и фиксированный заряд в диэлектрике соответственно равнялись $2.5-4 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{eV}^{-1}$ и $4-7 \cdot 10^{-8} \text{ C/cm}^2$.

На рис. 4 представлены типичные зависимости приведенного на один фотон фототока $I_f^{1/n}$ от энергии фотона $h\nu$ структуры $\text{Al}-\text{Yb}_2\text{O}_3-\text{Si}$ в координатах $I_f^{1/n}$ от $h\nu$ для различных величин положительного и отрицательного напряжения; $n = 2$ и 3 соответствуют ситуации, когда прикладываются отрицательное и положительное напряжения соответственно. Как видно, для каждой кривой в области энергии фотонов шириной $\sim 10kT$ $I_f^{1/n}$ линейно возрастает при увеличении энергии фотонов. Характеристики при положительном напряжении на электроде к оксиду (рис. 4, а) соответствуют фотоэмиссии электронов из кремния. Дырочная эмиссия из металла в этом случае пренебрежимо мала, так как при этой полярности смещения пороговая энергия фотонов не зависит от материала полевого электрода. Кроме того, при протекании фототока через диэлектрик в этом случае, как показывают вольт-емкостные характеристики, наблюдается захват отрицательного заряда на глубокие ловушки в Yb_2O_3 . Пороговая энергия фотонов соответствует величине энергий потенциального барьера на границе раздела $\text{Si}-\text{Yb}_2\text{O}_3$ E_b при данном приложенном напряжении.

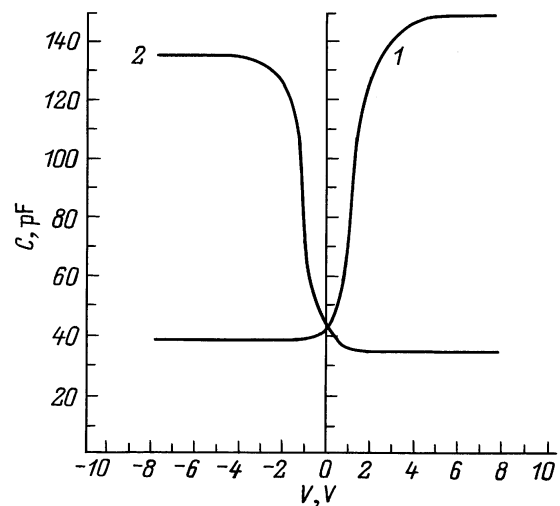


Рис. 3. Вольт-фарадные характеристики структуры $\text{Al}-\text{Yb}_2\text{O}_3-n\text{Si}$ (1) и $\text{Al}-\text{Yb}_2\text{O}_3-p\text{Si}$ (2).

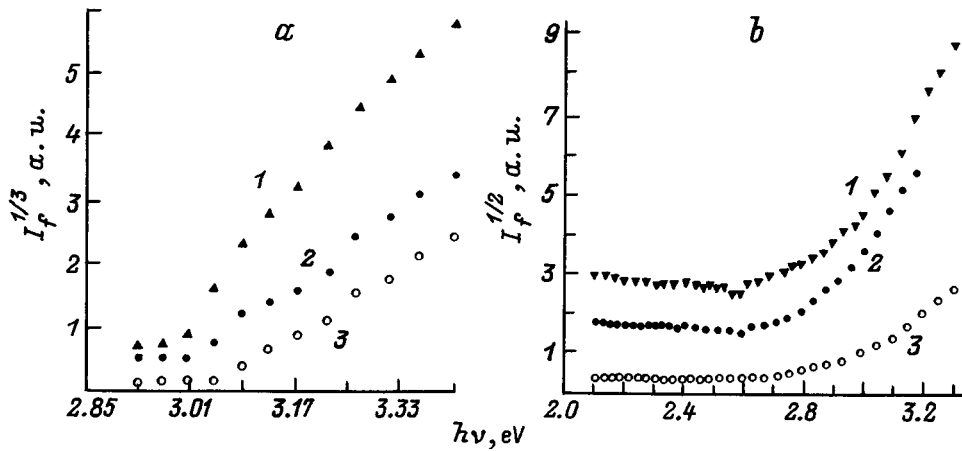


Рис. 4. Зависимости приведенного фототока структуры Al–Yb₂O₃–Si от энергии падающих фотонов при положительном (а): $V = 3$ (1), 4 (2), 5 V (3) и отрицательном напряжениях (b): $V = -2$ (1), -4 (2), -5 V (3).

Характеристики для отрицательных смещений на полевом электроде (рис. 4b) соответствуют эмиссии электронов из металла. Для этой полярности пороговая энергия фотонов зависит от материала полевого электрода, а в диэлектрическом слое накапливается отрицательный заряд. Величина пороговой энергии фотонов для этих кривых равна энергии потенциального барьера на границе раздела металл–оксид иттербия при данной величине напряжения.

Как показали исследования, зависимость величины потенциального барьера E_b от квадратного корня из приложенного напряжения имеет прямолинейный вид, а фототок при электрических полях в диэлектрике, больших 10^5 V/cm, описывается следующим выражением:

$$I_f = A(h\nu - E_{b0} + kV_d^{1/2})^n, \quad (1)$$

где E_{b0} — высота потенциального барьера при нулевом электрическом поле в диэлектрике; k — коэффициент Шоттки; V_d — падение напряжения в диэлектрике; A — коэффициент, зависящий от $h\nu$.

Экстраполяция прямолинейных зависимостей E_b от $V^{1/2}$ до пересечения с осью E_b позволяет определить энергетические барьеры на границе оксида иттербия при отсутствии напряжения.

На рис. 5 представлены типичные вольтамперные зависимости фотоинжекционного тока из алюминия в пленку оксида иттербия для двух различных энергий фотонов, построенные в координатах $I_f^{1/2}$ от $V^{1/2}$. Характеристики хорошо спрямляются в использованных координатах, что подтверждает справедливость приведенной аналитической зависимости для фотоэмиссионного тока. Величины энергетических барьеров на межфазных границах пленки Yb₂O₃, определенные из этих зависимостей по методике, описанной в [8], практически совпадали со значениями, полученными из анализа спектральных зависимостей фототока. Величины энергетических барьеров на границах диэлектрика в МДП структурах с оксидом

иттербия сведены в табл. 1. Величины энергетических барьеров на границе раздела с кремнием в пределах точности эксперимента одинаковы для МДП систем с n - и p -кремнием. Энергетический барьер для границы раздела Ni–Yb₂O₃ на 0.4 eV больше, чем для границы Al–Yb₂O₃. Полученное различие между значениями барьерных энергий равно абсолютной разности работ выхода электронов из металлов.

При облучении структур Al–Yb₂O₃–Si ультрафиолетовым излучением с энергией фотонов ($h\nu = 5.3$ eV), большей ширины запрещенной зоны Yb₂O₃ ($E_g = 5.2$ eV) наблюдается смещение C – V -кривых по оси напряжения в сторону положительных значений при обеих полярностях прикладываемого напряжения, что свидетельствует о захвате электронов на глубокие ловушки Yb₂O₃. Зависимости сдвига напряжения плоских зон ΔV_{FB} от времени облучения имеют сублинейный вид (рис. 6). При этом скорость изменения ΔV_{FB} возрастает с увеличением напряжения на структуре.

После облучения структуры Al–Yb₂O₃–Si, находящейся под действием постоянного напряжения, монохроматическим светом с энергией фотонов, превышающей высоту потенциального барьера, но меньшей ширины запрещенной зоны оксида иттербия наблюдается аналогичный сдвиг C – V -кривых по оси напряжения в сторону положительных значений. Данный факт свидетельствует о захвате отрицательного заряда глубокими ловушками

Таблица 1. Энергии барьеров на межфазных границах в МДП структурах

Граничащая с Yb ₂ O ₃ фаза	Энергетическая высота барьера, eV
Al	2.9–2.92
Ni	3.3–3.32
n -Si	3.19–3.21
p -Si	3.18–3.21

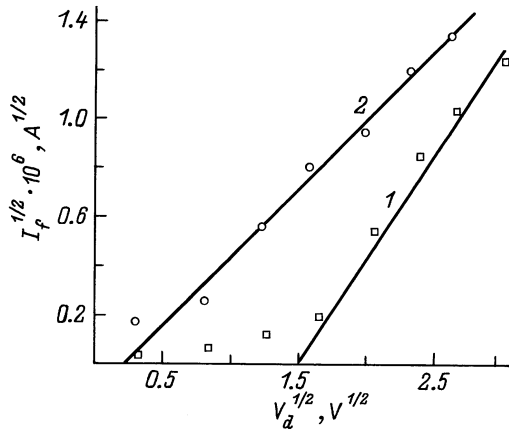


Рис. 5. Вольтамметрические зависимости фототока при различных энергиях фотонов: $h\nu = 2.89$ (1), 2.75 eV (2).

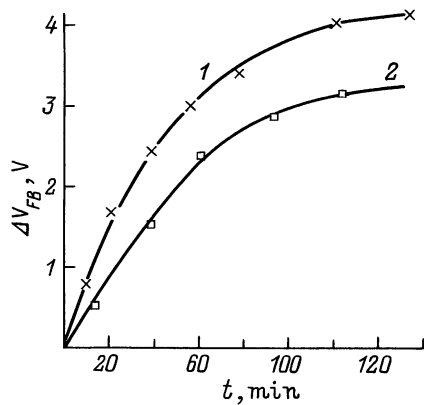


Рис. 6. Зависимости сдвига напряжения плоских зон от времени облучения для различных напряжений: $V = -7$ (1), 6 V (2).

диэлектрика. Зависимость сдвига напряжения плоских зон $C-V$ -характеристик от времени облучения в этом случае имеет сублинейный вид с тенденцией к насыщению для больших времен (около часа) облучения. Величины захваченного заряда и сдвига напряжения плоских зон увеличивались с ростом приложенного к структуре напряжения. При этом захваченный заряд сохранялся длительное время при комнатной температуре, после выключения освещения и постоянного напряжения. Величина захваченного в диэлектрике эффективного заряда, рассчитанная из сдвига $C-V$ -характеристик, на порядок меньше прошедшего через структуру заряда, определенного путем интегрирования тока по времени.

При облучении структуры $\text{Al}-\text{Yb}_2\text{O}_3-\text{Si}$ светом фототок уменьшается со временем (рис. 7), достигая стационарного значения. Наблюдаемая спадающая кинетика фототока объясняется фотоинжекцией и захватом электронов в диэлектрике. Носители заряда, захваченные на глубокие состояния в диэлектрике, уменьшают электрическое поле в нем, что приводит к уменьшению фототока через структуру.

Для определения энергетической глубины залегания электронных ловушек в Yb_2O_3 использовался метод фотостимулированной деполяризации. При этом МДП структура после фотополяризации закорачивалась на электрометр при отсутствии внешнего напряжения и измерялись спектральные зависимости фототока деполяризации при энергиях фотонов, меньших высоты энергетических барьеров на границе пленки Yb_2O_3 . Спектральные зависимости фототока деполяризации, измеренные сразу после фотополяризации при энергиях падающих фотонов 5.2 eV в течение 1 h и при повторных измерениях, представлены на рис. 8. Как видно, на указанных зависимостях после фотополяризации появляется пик фототока, который не наблюдался до заряжения диэлектрика, с амплитудой, уменьшающейся при повторных измерениях. Данный фототок обусловлен фотовозбуждением захваченных электронов из ловушек в зону

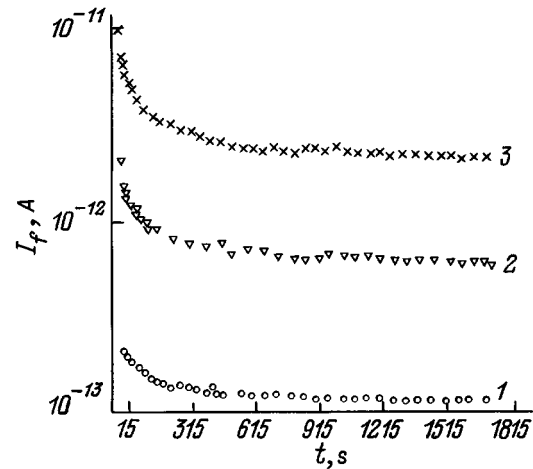


Рис. 7. Кинетические зависимости фототока при различных напряжениях, приложенных к структуре: $V = -3$ (1), -5 (2), -6 V (3).

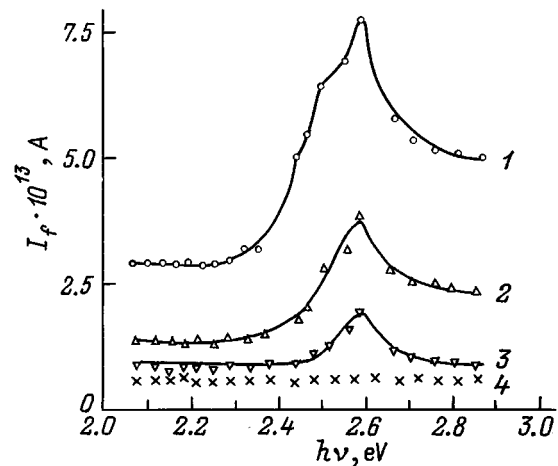


Рис. 8. Спектральные зависимости тока фотодеполяризации: 1 — после фотополяризации, 2 — повторное измерение, 3 — третье измерение, 4 — четвертое измерение.

Таблица 2. Параметры электронных центров захвата диэлектрика в структуре Al-Yb₂O₃-Si

Структура	$X_C, \mu\text{m}$	$Q_t, \text{C/cm}^2$	Q_t/Q_g	Режим облучения (инжекция электронов)
Al-Yb ₂ O ₃ -pSi	0.13	$3.6 \cdot 10^{-10}$	0.16	Из Al
	0.13	$6 \cdot 10^{-10}$	0.31	Из Si
Al-Yb ₂ O ₃ -nSi	0.13	$4.5 \cdot 10^{-10}$	0.21	Из Al
	0.16	$7.35 \cdot 10^{-10}$	0.12	Из Si

проводимости диэлектрика и дрейфом их под действием встроенного электрического поля. При повторном измерении этих зависимостей степень заполнения электронных ловушек уменьшается и величина пика фототока оказывается меньше. После полного фотоопустошения электронных ловушек пик исчезает, фототок (кривая 4 на рис. 8) и $C-V$ -характеристики принимают исходные (до фотополяризации) величины и положение. Данный результат подтверждает, что при облучении светом при определенных условиях происходит захват электронов на глубокие ловушки в диэлектрике и фотостимулированное опустошение их. Указанный эксперимент имеет хорошую воспроизводимость. Результаты, представленные на рис. 8, позволяют оценить энергетическую глубину залегания электронных ловушек в Yb₂O₃. Как видно, электронные центры захвата располагаются почти в середине запрещенной зоны Yb₂O₃ на расстоянии 2.4–2.7 eV от дна зоны проводимости. Величины плотности захваченного заряда в диэлектрике, рассчитанные из кинетических зависимостей фототока разрядки, лежали в пределах $1.8-1.9 \cdot 10^{-8} \text{C/cm}^2$.

Одновременный анализ вольт-амперных зависимостей фототока и вольт-фарядных характеристик до и после облучения структур светом позволяет считать, что захваченный при облучении заряд располагается в объеме диэлектрика. Величина и "центроид" захваченного заряда в диэлектрике определялись из смещения вольт-амперной зависимости фототока после облучения [9].

На рис. 9 представлены вольт-амперные зависимости фототока структуры до и после облучения фотонами

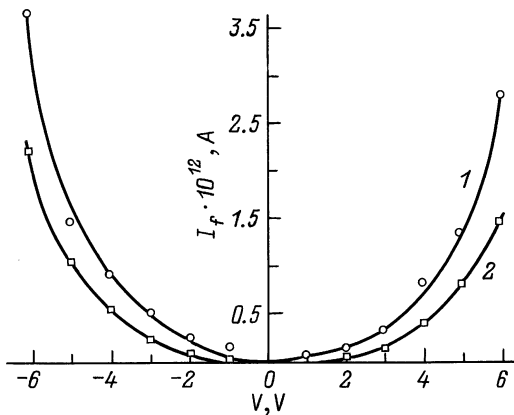


Рис. 9. Вольт-амперные зависимости фототока структуры Al-Yb₂O₃-nSi до (1) и после (2) облучения.

с энергией 3.1 eV при постоянном напряжении -6V в течение 40 min. После облучения наблюдается уменьшение величины фототока, протекающего через структуру, обусловленное захваченным зарядом. Величина захваченного заряда Q и "центроид" X_C этого заряда могут быть рассчитаны из соотношений

$$Q = (\varepsilon\varepsilon_0/d) (|\Delta V|^+ + |\Delta V|^-), \quad (2)$$

$$X_C = d (1 + |\Delta V|^+ / |\Delta V|^-)^{-1}, \quad (3)$$

где ε_0 и ε — диэлектрические проницаемости вакуума и диэлектрика соответственно, ΔV^+ и ΔV^- — сдвиги по оси напряжения зависимостей I_F от V в результате облучения при положительной и отрицательной полярности питающего напряжения соответственно.

Полученные в результате расчетов величины "центроида", определенного от поверхности Si, захваченного в диэлектрике заряда Q_t и отношения захваченного заряда к прошедшему заряду Q_g для различных режимов облучения, сведены в табл. 2.

Как видно, "центроид" захваченного заряда располагается почти в центре диэлектрического слоя. Данный результат показывает, что в исследованных структурах граница раздела Yb₂O₃-Si является резкой и не содержит протяженного нарушенного переходного слоя. Это, по-видимому, связано со сравнительно низкими температурами получения диэлектрических пленок, которые не вызывают значительных механических напряжений.

Список литературы

- [1] Вдовин О.С., Кирьяшкина З.И., Котелков В.Н. и др. Пленки оксидов редкоземельных элементов в МДМ и МДП структурах. Саратов: Университет, 1983. 160 с.
- [2] Рожков В.А., Вдовин О.С., Котелков В.Н., Свердлова А.М. // Микроэлектроника. 1976. Т. 5. № 1. С. 28–31.
- [3] Рожков В.А., Вдовин О.С., Котелков В.Н., Свердлова А.М. // Электронная пром-сть. 1973. № 1. С. 22–23.
- [4] Рожков В.А., Петров А.И. // Письма в ЖТФ. 1985. Т. 11. Вып. 1. С. 49–52.
- [5] Аношин Ю.А., Петров А.И., Рожков В.А. и др. // ЖТФ. 1994. Т. 64. Вып. 10. С. 118–123.
- [6] Deal B.E., Snow E.H., Mead C.A. // J. Phys. Chem. Sol. 1966. Vol. 27. N 11/12. P. 1873–1879.
- [7] Powell R.J. // J. Appl. Phys. 1969. Vol. 40. N 13. P. 1093–1101.
- [8] Powell R.J. // J. Appl. Phys. 1969. Vol. 41. N 6. P. 2424–2432.
- [9] Di Maria D.J. // J. Appl. Phys. 1976. Vol. 47. N 9. P. 4073–4077.