

МОДЕЛИРОВАНИЕ ИОННОЙ ПРОВОДИМОСТИ ДИЭЛЕКТРИКА С НЕОДНОРОДНОЙ БЛОКИРУЮЩЕЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ КОМПОНЕНТОВ МИКРО- И НАНОМАТРИЦ

Г. В. Перов, Е. Г. Сальман

Разработана одномерная модель ионной проводимости в диэлектрических слоях с неоднородной блокирующей поверхностью полупроводника с заданным геометрическим горизонтальным профилем. Модель основана на результатах исследования релаксации ионов в диэлектрике на поликристаллическом кремнии и позволяет прогнозировать поведение ионов в зависимости от шероховатости границы. Модель может быть использована для прогнозирования электрических параметров при изменении технологических условий формирования многослойных структур.

1. ВВЕДЕНИЕ

Электрические процессы в изолирующих плёнках являются определяющими в многослойных микро- и наноматрицах. Электронная проводимость ультратонких диэлектрических плёнок с однородной и неоднородной блокирующей границей изучена достаточно подробно [1]. Ионная релаксация в тонких изолирующих плёнках, выращенных на плоской поверхности полупроводника также достаточно хорошо исследована [2].

Особенностям ионной проводимости в диэлектрических плёнках с неоднородной границей раздела с полупроводником и соответствующим ей латеральным распределением электрических полей до настоящего времени уделялось недостаточно внимания.

Целью настоящей работы является разработка модели ионной проводимости в окисных слоях, выращенных на полупроводниковой плёнке с неоднородной блокирующей границей раздела.

2. МЕТОДИКА

Релаксационные процессы, связанные с перемещением ионного заряда в окисле на поликремнии, исследовались методами токов термостимулированной поляризации и деполяризации (ТСП, ТСД), динамических ВАХ (ДВАХ) [3].

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ.

Для исследования использовались тестовые структуры поликремний(Пк)–окисел(ОПк)–поликремний (Пк) с термическим окислом(ОПк) толщиной 40–120 нм, выращенном в температурном диапазоне 1000–1200°C в сухом кислороде по

стандартной технологии. Плёнки Пк формировались газофазным осаждением в горизонтальном реакторе при температуре 630°C с последующим легированием его фосфором при $T=950$ С. Тестовые конденсаторы изготавливались на окисленной монокремниевой (Мк) подложке.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

С увеличением внешнего электрического поля поляризации до 1 МВ/см плотность перенесённого заряда в цикле ТСП, ТСД растёт и при $E > 1$ МВ/см перестаёт зависеть от него (рис. 1). Плотность подвижного заряда $N_{пз}$ образцов, вычисленная на участке насыщения кривой $N_{пз}=f(E)$, в исследуемой серии образцов составила $(1-5)10^{11}$ см⁻³.

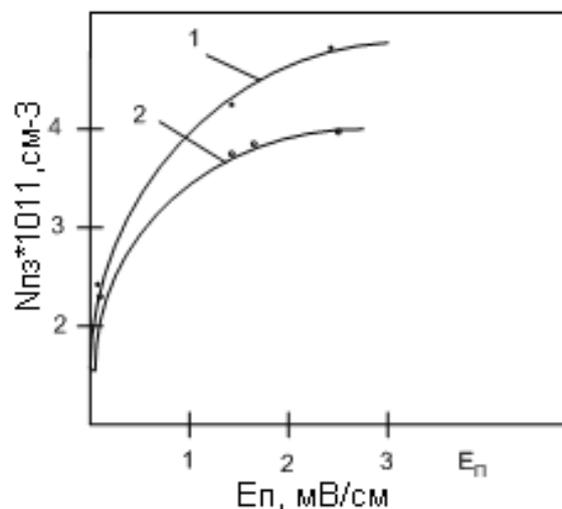


Рис. 1. Зависимость плотности подвижного заряда $N_{пз}$ от напряжённости электрического поля поляризации E_p 1-ТСП; 2- ТСД

Плотности подвижного заряда, перемещающегося в диэлектрике от границы к границе, определённые с помощью ДВАХ и спектров токов ТСП, ТСД, совпадали.

Спектры токов ТСП ОПк подобны спектрам окисных слоев на Мк. Они имеют два пика в диапазоне температур от 80 до 130°C и 210–230°C. С увеличением электрического поля поляризации структур максимум первого пика смещается в область более низких температур,

что характерно для процессов ионного переноса [2], а положение второго пика не изменяется (рис.2).

Энергия активации процесса ионной релаксации в ОПк в условиях термостимулированной поляризации уменьшается с увеличением напряжённости поляризуемого электрического поля E_p :

$$\varepsilon_a = 1,34 - 4,82 \cdot 10^{-4} \cdot E_p^2 \quad (\text{Эв}) \quad (1)$$

Это обусловлено понижением высоты потенциального барьера ионной ловушки на внешней границе раздела.

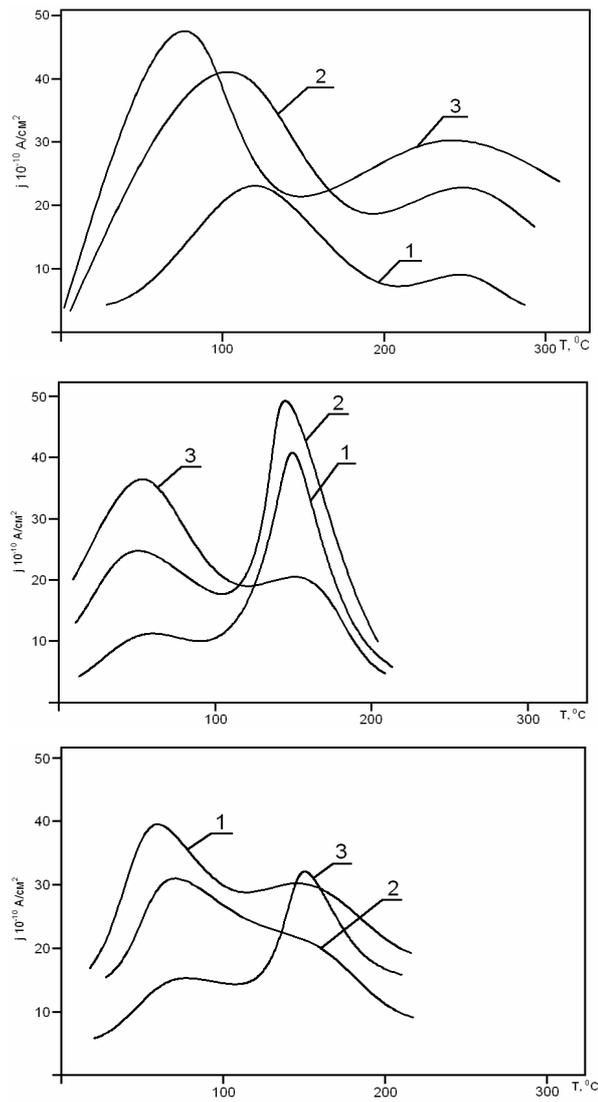
В отличие от спектров ТТСД на монокремнии имеющих один пик, связанный с переносом ионного заряда через объём диэлектрика, в спектрах токов ТСД диэлектрика на шероховатой поверхности поликремния наблюдаются два хорошо разрешимых пика (рис. 2) С ростом электрического поля поляризации интенсивность низкотемпературного пика ($T_{пт}=50-70^\circ\text{C}$) увеличивается, а высокотемпературного ($T_{вт}=130-150^\circ\text{C}$) уменьшается. Отношение величины заряда под первым и вторым Q1, Q2 пиками спектра ТСД возрастает от 0,2 до 1,0 (рис. 3).

В области слабых электрических полей поляризации ($E_p < 0,5 \text{ МВ/см}$) отношение Q1/Q2 слабо зависит от электрического поля поляризации и находится на уровне 0,2–0,5.

Спектры токов ТСД окисных слоёв с различной степенью шероховатости блокирующей границы (разное время окисления) также отличаются друг от друга. Так, при уменьшении степени неоднородности границы раздела Пк-ОПк от 1,2 до 1,1 (увеличение времени окисления с 5 до 45 мин. при $T=1100^\circ\text{C}$) происходит рост интенсивности низкотемпературного и снижение интенсивности высокотемпературного пиков спектра в 10 раз (рис. 2, 3).

Полный заряд, перенесённый за цикл ТСД, температурное положение пиков сохраняются при изменении параметров геометрической границы или условий поляризации. Энергии активации процессов, соответствующих наблюдаемым пикам в спектре ТТСД, составляет 0,4 и 1,1 эВ.

Форма спектров ТТСП, характер их изменения, зависимости плотности подвижного заряда и энергии активации процесса релаксации от электрического поля поляризации Ок и ОПк идентичны. Поэтому можно считать, что, как в окисле на кремнии, процесс переноса заряда в окисной плёнке на поликремнии при поляризации образца определяются одинаковыми механизмами. Он ограничен темпом генерации ионов вблизи внешней границы раздела и, следовательно, не связан с состоянием поверхности окисленного Пк. Однако степень неоднородности внутренней окисленной границы Пк-ОПк после завершения цикла поляризации определяет конечное распределение ионов вдоль неё в соответствии с картой возникающих внутренних электрических полей.



№кривой	1	2	3	4	5	6
E_p (МВ/см)	0,2	0,8	1,7	1,7	1,7	1,7
ζ	1,1	1,1	1,1	1,1	1,2	1,1

Рис. 2. Спектры токов ТСП (а) и ТСД (б, в) структур Пк-ОПк для различных напряженностей электрических полей поляризации E_p и степени шероховатости поверхности поликремния ζ .

По завершении цикла поляризации в ОПк вблизи шероховатой блокирующей поверхности кроме нормальной E_N возникает тангенциальная E_t составляющая электрического поля. E_N направлена перпендикулярно плоскости образца (как в окисле с плоской блокирующей границей), E_t направлена параллельно геометрической границе к остриям (рис. 4). В результате в ОПк по координатам x, y возникают дрейфовая и диффузионная составляющие потоков ионов.

В вертикальном направлении под действием E_N нормальная составляющая дрейфового тока:

$$j_{др}^N = q \cdot \mu_{пз} \cdot N_{пз} \cdot E_N, \quad (2)$$

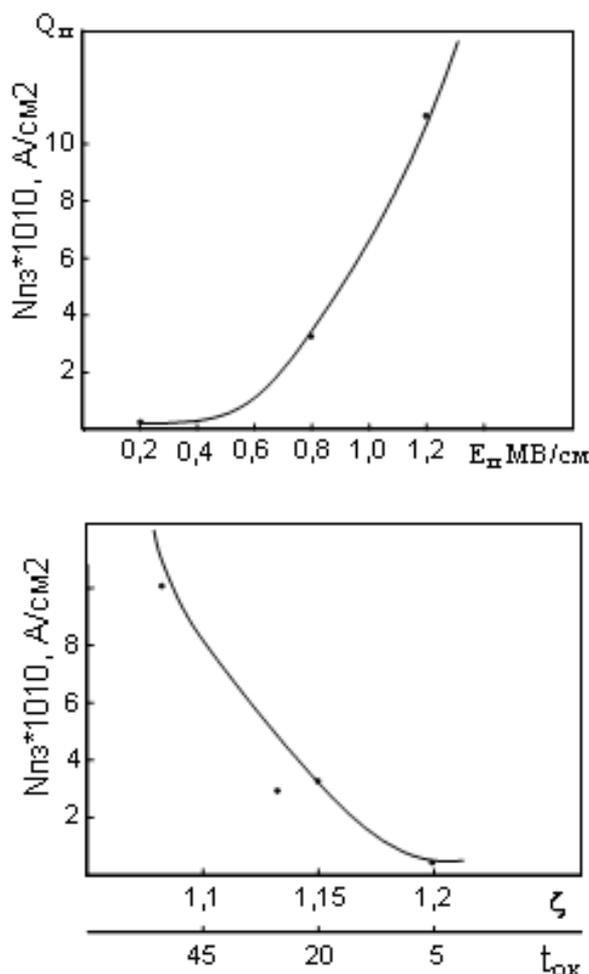


Рис. 3. Зависимость величины ионного заряда от напряжённости электрического поля поляризации (а) и степени шероховатости (в) блокирующей границы

а под действием E_{τ} – тангенциальная составляющая тока:

$$j_{др}^{\tau} = q \cdot \mu_{пз} \cdot N_{пз} \cdot E_{\tau} , \tag{3}$$

где $\mu_{пз}$ и $N_{пз}$ — подвижность и средняя концентрация ионов в ДПК,

$$E = \int \frac{\rho_{пз}}{\varepsilon \cdot \varepsilon_0} dy \tag{4}$$

$\rho_{пз}$ — функция распределения ионов вдоль границы составляющего компонента поверхности ПК.

Возникающий в горизонтальном направлении градиент концентрации ионов приводит к появлению диффузионной составляющей тока $j_{диф}^{\tau}$, направленной от острия на его периферию:

$$j_{диф}^{\tau} = -q \cdot D_{пз} \frac{dN_{пз1}}{dy} , \tag{5}$$

где $D_{пз}$ – коэффициент диффузии ионов.

Стационарное состояние вблизи неоднородной блокирующей границы наступает при равновесии этих потоков.

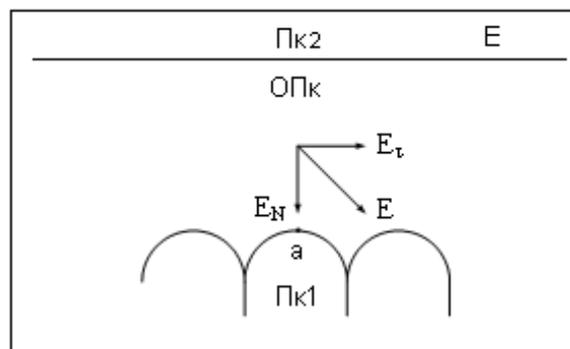


Рис. 4. Распределение электрического поля в ДПК вблизи острей Пк

В соответствии с расчётами, выполненными в работе [3], напряжённость электрического поля максимальна на остриях Пк. Поэтому в стационарном состоянии ионы скапливаются в этих областях, их количество монотонно убывает по мере удаления от вершины бугорка.

Процесс переноса заряда в цикле деполяризации в отличие от цикла поляризации ограничен скоростью переноса ионов через объём диэлектрического слоя [2] и, следовательно, определяется его строением. Полный заряд при многократном повторении циклов ТСП/ТСД и изменениях ДВАХ сохраняется. Поэтому появление дополнительных пиков в спектрах токов ТСД, изменение их интенсивности в зависимости от условий измерения или технологии выращивания окисла на поликремнии можно связать с перераспределением ионов по структурным нарушениям диэлектрика, называемых ниже «каналами» переноса.

5. МОДЕЛЬ

В рамках предложенной модели в исследуемых диэлектрических плёнках во время ТСД ионы потоком перемещаются по нескольким «каналам» ОПк, отличающимся своим положением на поверхности Пк и энергетическим характеристикам.

Часть структурных дефектов находится вблизи острий Пк («центральные каналы»), другая часть расположена в периферийных областях этих острий («периферийные каналы»).

Согласно [3], при слабых внешних поляризующих полях внутреннее электрическое поле в ОПк вблизи окисленной поверхности Пк распределено однородно, поэтому в процессе поляризации ионный заряд оказывается равномерно распределённым вдоль неё.

В сильных внешних полях поляризации локальные электрические поля вблизи острий неоднородной поверхности увеличиваются, а на периферии бугорка поликремния уменьшаются. Поэтому положительно заряженные ионы накапливаются преимущественно вблизи острий Пк и по мере удаления от центра острия их концентрация убывает. В цикле последующей деполяризации плотность ионов, релаксирующих по «каналам» ОПк, локализованным у острий Пк («центральным каналам»), увеличиваются, а плотность ионов, перемещающихся по «каналам»

периферии бугорка Пк («периферийным каналам»), уменьшается.

В спектрах токов ТСД это проявляется в увеличении интенсивности низкотемпературного и уменьшении интенсивности высокотемпературного пиков. Следовательно, низкотемпературный пик тока ТСД связан с дрейфом ионов по «центральному», а высокотемпературный – по «периферийным каналам» ОПк.

Уширение энергетического спектра релаксационного процесса ТСД (появление дополнительных пиков в спектре) в окисле на поликремнии вызвано «включением» новых «каналов» переноса ионов, отличающихся своим положением на неоднородной блокирующей поверхности Пк.

6.Ю РАСЧЁТЫ (ОЦЕНКА)

6.1. Расчёты параметров в слабых полях

В слабых внешних электрических полях ($E_n < 0,5 \text{ МВ/см}$) тангенциальная составляющая электрического поля и соответствующая составляющая тока, направленные к острию, невелики [4]. Распределение ионов вдоль геометрической границы Пк-ОПк на завершающей стадии предварительной поляризации практически однородно:

$$V_{пз1}^* \approx N_{пз2}^* \approx \dots N_{пз}^* \tag{6}$$

В общем случае полный ионный заряд, релаксирующий по «центральному» $Q_{пз1}$ (E_n, ζ) и «периферийному» $Q_{пз2}$ (E_n, ζ) каналам» можно представить как

$$Q_{пз1}(E_n, \zeta) = N_{пз1}(E_n, \zeta) \cdot S_1 \tag{7}$$

$$Q_{пз2}(E_n, \zeta) = N_{пз2}(E_n, \zeta) \cdot S_2 \tag{8}$$

где S_1, S_2 – площади «центрального» и «периферийного каналов» исследуемого диэлектрика. Для слабых электрических полей поляризации E_n и окисла, отделенного от Пк границей с шероховатостью ζ_1 :

$$Q_{пз1}^*(E_n^*, \zeta_1) = N_{пз1}^*(E_n^*, \zeta_1) \cdot S_1(\zeta_1), \tag{9}$$

$$Q_{пз2}^*(E_n^*, \zeta_1) = N_{пз2}^*(E_n^*, \zeta_1) \cdot S_2(\zeta_1). \tag{10}$$

Отношение полных зарядов под соответствующими пиками спектра ТТСД $n = \frac{Q_{пз1}}{Q_{пз2}}$, определяемое экспериментально, с учётом (6) для слабых электрических полей n^* можно представить как

$$n^* = \frac{N_{пз1}^* \cdot S_1(\zeta_1)}{N_{пз2}^* \cdot S_2(\zeta_1)} \approx \frac{S_1(\zeta_1)}{S_2(\zeta_1)}. \tag{11}$$

Параметр n^* в (11) при низких напряжениях поляризации по экспериментальным данным меньше 1, что

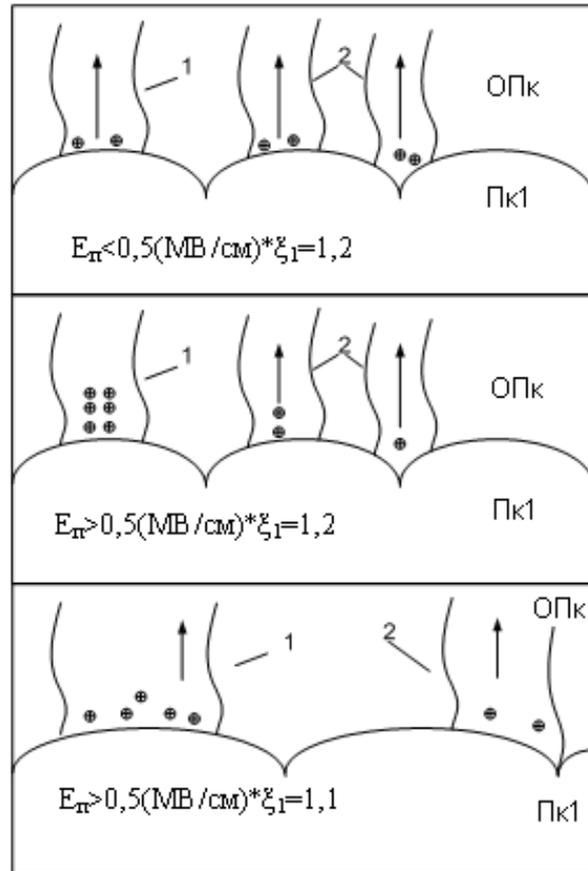


Рис. 5. Иллюстрация модели релаксации ионов (+) в окисле в неоднородной блокирующей границе ОПк в цикле ТСД при изменении напряжённости электрического поля поляризации (а,б) и шероховатости поверхности Пк (б,в). 1 – «центральные каналы» переноса; 2 – «периферийные каналы» переноса

предполагает и меньшую площадь «центральных каналов» переноса.

Следовательно, при слабых поляризующих электрических полях общий поток ионов, релаксирующих от неоднородной блокирующей границы Пк-ОПк в цикле деполяризации, определяется ионами, сосредоточенными преимущественно в «периферийных каналах» диэлектрика, имеющих большую площадь.

6. 2. Расчёты параметров в сильных полях

Доля подвижного заряда, перенесённого по «центральному каналу», возрастает с увеличением электрического поля в ОПк в цикле ТСП ($E_n > 0,5 \text{ МВ/см}$). Это проявляется в том, что соотношение зарядов, рассчитанных по низкотемпературному и высокотемпературному пикам спектра ТТСД, становится больше 1 (рис.3).

$$n^{**}(E_n^*, \zeta_1) = \frac{Q_{пз1}^{**}(E_n^*, \zeta_1)}{Q_{пз2}^{**}(E_n^*, \zeta_1)} \tag{12}$$

С учётом n^* (11) отношение зарядов в «центральном» $Q_{пз1}^{**}$ (E_n^{**}, ζ_1) и «периферийном» $Q_{пз2}^{**}$ (E_n^{**}, ζ_1) каналах»:

$$n^{**} (E_n^*, \zeta_1) = n^* \frac{N_{пз1}^{**}}{N_{пз2}^{**}}, \quad (13)$$

тогда

$$N_{пз2}^{**} = \frac{n^*}{n^{**}} N_{пз1}. \quad (14)$$

Если $S_0 = S_1 + S_2$ — полная площадь каналов, вдоль которых перемещаются ионы, а $\bar{N}_{пз}$ — предельная плотность ионов, измеренная по спектрам ТТСД, то полный перенесённый заряд Q в ОПк с учётом (11) можно представить как

$$Q_{пз0} = \bar{N}_{пз} S_0 = (n^* + 1) \bar{N}_{пз} S_2. \quad (15)$$

С другой стороны,

$$Q_{пз0} = N_{пз1}^{**} \cdot S_1 + N_{пз2}^{**} \cdot S_2 \quad (16)$$

$$Q_{пз0} = [n^* \cdot N_{пз1}^{**} + N_{пз1}^{**}] \cdot S_2 \quad (17)$$

Приравнивая (15) и (16), после преобразований получим

$$\frac{n^*}{n^{**}} [n^* + 1] N_{пз1}^* = (n^* + 1) \cdot \bar{N}_{пз}. \quad (18)$$

Выражения (14), (17) позволяют вычислить концентрацию ионов в «центральном» $N_{пз1}$ (E_n, ζ) и «периферийном» $N_{пз2}$ (E_n, ζ) каналах при заданных электрических полях поляризации E_n , средней плотности подвижного заряда $\bar{N}_{пз}$ и соответствующим им соотношению пиков спектра ТТСД n^*, n^{**}

$$N_{пз1}^{**} = \frac{n^{**}}{n^*} \cdot \frac{n^* + 1}{n^{**} + 1} \cdot \bar{N}_{пз}. \quad (19)$$

Плотности подвижного заряда, перенесённого по «центральным» и «периферийным каналам» в электрических полях более 1 МВ/см, близких к рабочим режимам кремниевых матриц в исследуемых образцах, равны

$$N_{пз1}^{**} = 1,3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}, \quad (20)$$

$$N_{пз2}^{**} = 1,1 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}. \quad (21)$$

Таким образом, в сильных электрических полях плотность ионов, релаксирующих от неоднородной поверхности Пк по центральным каналам в цикле ТТСД, превышает среднюю плотность ионов в ОПк. Отношение плотностей зарядов $N_{пз1}/N_{пз2}$ возрастает с увеличением электрических нагрузок и может достигать 10.

7. Обобщение расчётов по модели

Рассмотренная модель ионной релаксации позволяет понять изменение спектра ТТСД окисла на поли-

кремнии при изменении рельефа блокирующей границы (рис. 5).

Как было указано выше, увеличение интенсивности низкотемпературного и уменьшение интенсивности высокотемпературного пиков спектра ТТСД происходит при увеличении времени окисления Пк. Рост отношения $Q_{пз1}/Q_{пз2}$ происходит на фоне уменьшения шероховатости окисляемой поверхности и, следовательно, снижения локальной напряжённости электрического поля на остриях поликремниевой плёнки. В связи с этим уменьшается концентрация ионов $N_{пз}$, скопившихся в цикле ТСП на вершинах бугорков Пк.

Пусть, например, соотношение плотностей подвижного заряда, релаксирующего по «центральным» и «периферийным» каналам при снижении степени неоднородности блокирующей границы с $\zeta_1 = 1,2$ до $\zeta_2 = 1,1$ уменьшается с

$$N_{пз1}^{**} (E_n^{**}, \zeta_1) \approx 10 \cdot N_{пз2}^{**} (E_n^{**}, \zeta_1) \quad (22)$$

до

$$N_{пз1}^{***} (E_n^{**}, \zeta_2) = K \cdot N_{пз2}^{***} (E_n^{**}, \zeta_2), \quad (23)$$

где $K < 10$.

Отношение полных зарядов под низко- и высокотемпературными пиками спектра ТТСД для нового состояния рельефа границы раздела Пк–ОПк

$$n^{***} = \frac{N_{пз1}^{***} \cdot S_1^{***}}{N_{пз2}^{***} \cdot S_2^{***}}. \quad (24)$$

Тогда

$$n^{***} = K \frac{S_1^{***}}{S_2^{***}}. \quad (25)$$

Отсюда

$$S_1^{***} = \frac{n^{***}}{K} \cdot S_2^{***}. \quad (26)$$

Пусть $K=5$. Так как $n^{***}=10$ (рис. 3), то

$$S_1^{***} = \frac{n^{***}}{K} \cdot S_2^{***} = 2 \cdot S_2^{***}. \quad (27)$$

Сравнивая полученное оценочное отношение площадей $S_1^* = (0,2-0,5)S_2^*$ для блокирующей границы со степенью неоднородности $\zeta_1 = 1,2$ с расчётным $S_1^{***} = 2S_2^{***}$ для поверхности со степенью шероховатости $\zeta_2 = 1,1$, можно сделать вывод об увеличении размеров «центральных каналов» изолирующего слоя относительно «периферийных».

Расширение «центральных каналов» с увеличением времени окисления поликремния может быть вызвано объединением мелких структурных дефектов окисла при его формировании на рекристаллизующем материале.

8. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложенные оценки в целом отражают особенности релаксации ионов в диэлектрике с неоднородной блокирующей границей, заключающиеся в расширении энергетического спектра процесса релаксации ионов, перемещающихся от внутренней шероховатой поверхности. Это связано с подключением новых «каналов» переноса ионов в областях структурных несовершенств ОПК, отличающихся своим геометрическим положением на границе Пк–ОПк. Доля подвижного заряда, перемещающегося вблизи острый поликремния, увеличивается в общем потоке при укрупнении каналов переноса и/или усилении поляризующих полей. «Периферийные каналы» ДПК у блокирующей поверхности преимущественно проявляются в структурно неоднородных плёнках и слабых электрических полях поляризации.

ЛИТЕРАТУРА.

1. В.С. Дубровин, В.А. Энкович. Расчёт проводимости окисла, выращенного на поликремнии. //ЭТ.Сер.3,в.2.-М.:ЦНИИ «Электроника». - 1982.-с.8-14.
2. E.G.Salman,V.N.Vertoprakhov / Thermally stimulated depolarisation current controlled by surface charge change // Phys. Stat. Sol.(a).-1988.-v.1008, № 2, p.625-630.
3. Е.Г. Сальман, Г. В. Перов. Влияние подвижного заряда на электропроводность структур поликремний-диоксид кремния поликремний //ЭТ.Сер.3,в.3.-М.ЦНИИ «Электроника», - 1989.с.14-16.

Перов Геннадий Васильевич

к.т.н., доцент, акад. МАС, кафедра САПР Сибирского государственного университета телекоммуникаций и информатики; e-mail: mef@ngs.ru.