

МОДЕЛИРОВАНИЕ ИОННОЙ ПРОВОДИМОСТИ ДИЭЛЕКТРИКА С НЕОДНОРОДНОЙ БЛОКИРУЮЩЕЙ ГРАНИЦЕЙ

Г.В. Перов, В.И. Сединин

*Кафедра «Системы автоматизированного проектирования»,
ГОУ ВПО «Сибирский государственный университет телекоммуникаций
и информатики», г. Новосибирск; tef@ngs.ru*

Представлена членом редколлегии профессором В.И. Коноваловым

Ключевые слова и фразы: ионный заряд диэлектрика; проводимость окисла на поликристаллическом кремнии.

Аннотация: 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.

Введение

Ионная релаксация в тонких изолирующих пленках, выращенных на плоской поверхности полупроводника, достаточно хорошо исследована [1]. Особенности ионной проводимости в диэлектрических пленках 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 поликристаллическом кремнии. Результаты модели обобщены для процессов ионной релаксации в диэлектрических слоях с неоднородной блокирующей границей раздела.

Исходные данные для моделирования

В основу модели ионной проводимости диэлектрика с неоднородной блокирующей границей положены результаты измерений токов термостимулированной поляризации и деполяризации (ТСП, ТСД), динамических вольтамперных характеристик (ДВАХ) окисла на поликремнии (ОПк) толщиной 50...150 нм. Окисные слои на поликремнии (Пк) формировались при температуре 1100 °С в течение 5...45 мин. Температура осаждения поликремния – 630 °С, толщина слоя – 0,5 мкм, легирование фосфором Пк проводилось при $T = 950$ °С.

Степень неоднородности поликристаллического кремния ζ оценивалась в настоящей работе как отношение высоты a к ее ширине b [2]

$$\zeta = \frac{a}{b}. \quad (1)$$

Спектры токов ТСП ОПк подобны спектрам окисных слоев на монокремнии (ОМк) и имеют два пика в диапазоне температур 80...130 и 210...230 °С. С увеличением электрического поля поляризации структур максимум первого пика смещается в область более низких температур, что характерно для процессов ионного переноса, а положение второго пика не изменяется (рис. 1, а).

В отличие от спектров токов ТСД на монокремнии, имеющих один пик, связанный с переносом ионного заряда через объем диэлектрика, в спектрах токов ТСД диэлектрика на шероховатой поверхности поликремния наблюдаются два хорошо разрешимых пика (рис. 1, б, в). С ростом электрического поля поляризации интенсивность низкотемпературного пика спектра токов ТСД ($T_{нт} = 50...70$ °С) увеличивается, а высокотемпературного ($T_{вт} = 130...150$ °С) – уменьшается. Отношение величины заряда под первым Q_1 и вторым Q_2 пиками спектра ТСД возрастает с 0,2 до 1,0.

В области слабых электрических полей поляризации ($E_{п} < 0,5$ МВ/см) отношение Q_1/Q_2 слабо зависит от электрического поля поляризации и находится на уровне 0,2...0,5.

Спектры токов ТСД окисных слоев с различной степенью шероховатости блокирующей границы также отличаются друг от друга. При уменьшении степени неоднородности границы раздела Пк–ОПк от 1,2 до 1,1 происходит рост интенсивности низкотемпературного и снижение интенсивности высокотемпературного пиков спектра в 10 раз.

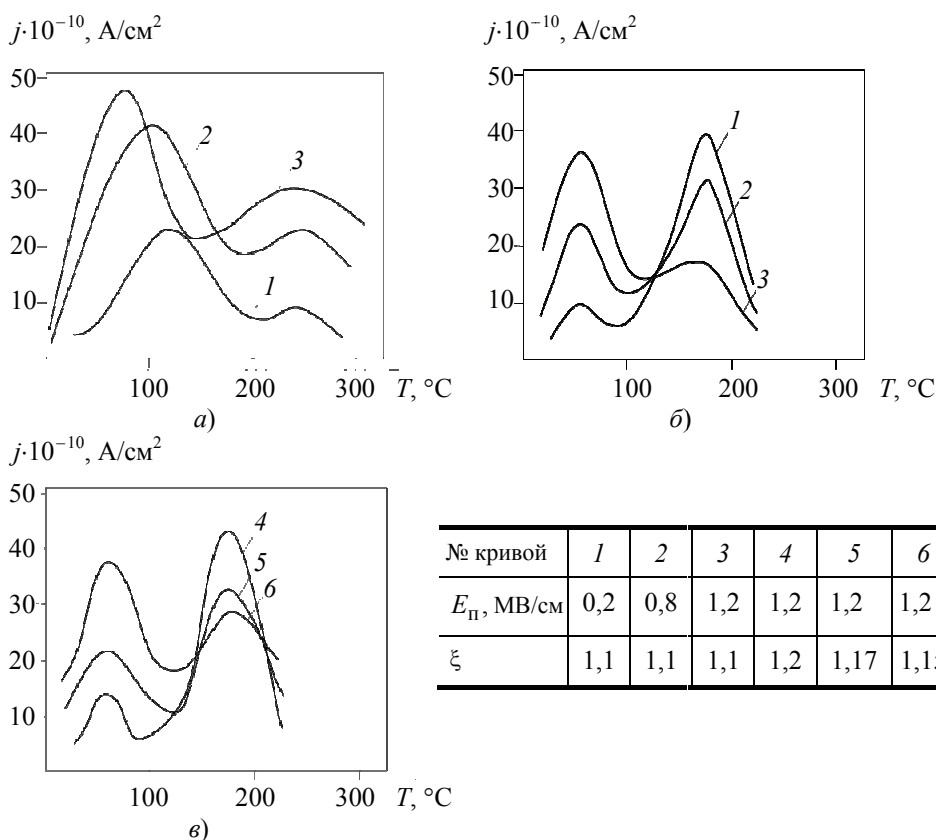


Рис. 1. Спектры токов ТСП (а) и ТСД (б, в) структур Пк1-ОПк для различных напряженностей электрических полей поляризации $E_{п}$ и степени шероховатости поверхности поликремния ξ

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

Модель

По завершении цикла поляризации в ОПк вблизи шероховатой блокирующей поверхности, кроме нормальной E_N , возникает тангенциальная составляющая E_τ электрического поля; E_N направлена перпендикулярно плоскости образца (как в окисле с плоской блокирующей границей), E_τ направлена параллельно геометрической границе к остриям [3]. 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:

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

а под действием E_τ – тангенциальная составляющая тока

$$j_{др}^\tau = q \mu_{пз} N_{пз} E_\tau, \quad (3)$$

где $\mu_{пз}$ и $N_{пз}$ – подвижность и средняя концентрация подвижного заряда в ОПк соответственно.

Градиент концентрации ионов, возникающий в горизонтальном направлении, приводит к появлению диффузионной составляющей тока $j_{диф}^\tau$, направленной от острия к его периферии

$$j_{диф}^\tau = -q D_{пз} \frac{dN_{пз}}{dy}, \quad (4)$$

где $D_{пз}$ – коэффициент диффузии подвижного заряда.

В соответствии с [4], напряженность 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.

В цикле 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 депольаризации плотность ионов, релаксирующих по «каналам» ОПк, локализованным у острий Пк («центральным каналам»), увеличивается, 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.

1. В слабом электрическом поле его тангенциальная составляющая невелика. Распределение ионов вдоль геометрической границы Пк–ОПк при поляризации практически однородно

$$N_{пз1}^* \approx N_{пз2}^*. \quad (5)$$

Отношение полных зарядов под первым и вторым пиками спектра ТСД $n = \frac{Q_{пз1}}{Q_{пз2}}$, определяемое экспериментально, с учетом (5)

$$n^* = \frac{Q_{пз1}^*}{Q_{пз2}^*} = \frac{N_{пз1}^* S_1(\zeta_1)}{N_{пз2}^* S_2(\zeta_1)} \approx \frac{S_1(\zeta_1)}{S_2(\zeta_1)}. \quad (6)$$

S_1, S_2 – площади «центрального» и «периферийного» каналов исследуемого диэлектрика; $N_{пз1}(E_{п}, \zeta), N_{пз2}(E_{п}, \zeta)$ – плотности зарядов ионов в «центральных» и «периферийных» каналах диэлектрика.

Параметр n^* в (6) по экспериментальным данным меньше 1, что предполагает и меньшую площадь «центральных» каналов переноса.

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

2. Доля подвижного заряда, перенесенного по «центральным» каналам, возрастает с увеличением электрического поля в ОПк в цикле ТСП ($E_{п} > 0,5$ МВ/см). Соотношение зарядов, рассчитанных по низкотемпературному и высокотемпературному пикам спектра ТСД $n^{**}(E_{п}^*, \zeta_1)$, становится больше 1 (рис. 2). С учетом n^* (6) преобразуем:

$$n^{**}(E_{п}^*, \zeta_1) = \frac{Q_{пз1}^{**}(E_{п}^*, \zeta_1)}{Q_{пз2}^{**}(E_{п}^*, \zeta_1)} = n^* \frac{N_{пз1}^{**} S_1(\zeta_1)}{N_{пз2}^{**} S_2(\zeta_1)} > 10; \quad (7)$$

$$N_{пз2}^{**} = \frac{n^*}{n^{**}} N_{пз1}^{**}. \quad (8)$$

Если $S_0 = S_1 + S_2$ – полная площадь каналов, вдоль которых перемещаются ионы; $\bar{N}_{пз}$ – предельная плотность ионов, измеренная по спектрам токов ТСД, то полный перенесенный заряд Q в ОПк с учетом (6)

$$Q_{пз0} = \bar{N}_{пз} S_0 = (n^* + 1) \bar{N}_{пз} S_2. \quad (9)$$

С другой стороны,

$$Q_{пз0} = N_{пз1}^{**} S_1 + N_{пз2}^{**} S_2 = (n^* N_{пз1}^{**} + N_{пз2}^{**}) S_2. \quad (10)$$

Приравнявая (9) и (10), после преобразований получим

$$N_{пз1}^{**} = \frac{n^{**}}{n^*} \frac{n^* + 1}{n^{**} + 1} \bar{N}_{пз}. \quad (11)$$

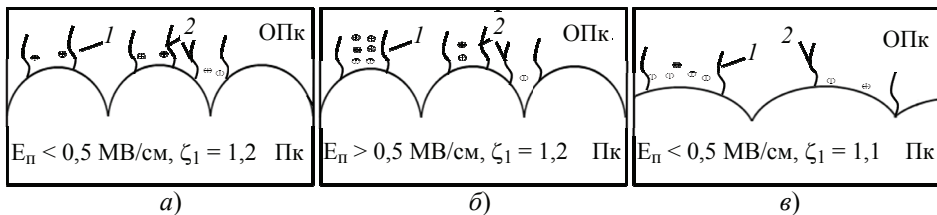


Рис. 2. Иллюстрация модели релаксации ионов (+) в окисле с неоднородной блокирующей границей ОПк в цикле ТСД при изменении напряженности электрического поля поляризации (а, б) и шероховатости поверхности Пк (б, в): 1 – «центральные» каналы переноса; 2 – «периферийные» каналы переноса

Выражения (8), (11) позволяют вычислить концентрацию ионов в «центральной» $N_{пз1}(E_{п}, \zeta)$ и «периферийной» $N_{пз2}(E_{п}, \zeta)$ каналах при заданных электрических полях поляризации $E_{п}$, средней плотности подвижного заряда и соответствующим им соотношении пиков спектра ТСД n^* , n^{**} .

Таким образом, в сильных электрических полях плотность ионов, релаксирующих от неоднородной поверхности Пк по «центральной» каналам в цикле ТСД, превышает среднюю плотность ионов в ОПк (см. рис.1).

3. Увеличение интенсивности низкотемпературного и уменьшение интенсивности высокотемпературного пиков спектра токов ТСД происходит на фоне уменьшения шероховатости окисляемой поверхности и, следовательно, снижения локальной напряженности электрического поля на остриях поликремниевой пленки. В связи с этим уменьшается концентрация ионов $N_{пз}$, скопившихся в цикле ТСП на вершинах бугорков Пк (см. рис. 2).

Предположим, что при уменьшении степени шероховатости поверхности с $\zeta = 1,2$ до $\zeta = 1,1$ соотношение плотности зарядов под первым и вторым пиками спектра токов ТСД уменьшается с $N_{пз1}^{**}(E_{п}^{**}, \zeta_1) \approx 10N_{пз2}^{**}(E_{п}^{**}, \zeta_1)$ до $N_{пз1}^{***}(E_{п}^{***}, \zeta_2) \approx KN_{пз2}^{***}(E_{п}^{***}, \zeta_2)$, где $K < 10$.

Отношение полных зарядов под низко- и высокотемпературным пиками спектра ТСД для рельефа границы раздела Пк–ОПк со степенью шероховатости $\zeta = 1,1$

$$n^{***}(\zeta_2) = \frac{N_{пз1}^{***}S_1^{***}}{N_{пз2}^{***}S_2^{***}} = K \frac{S_1^{***}(\zeta_2)}{S_2^{***}(\zeta_2)}. \quad (12)$$

Отсюда, например для $K = 5$

$$S_1^{***}(\zeta_2) = \frac{n^{***}(E_{п}^{***}, \zeta_2)}{K} S_2^{***}(\zeta_2) = 2S_2^{***}(\zeta_2). \quad (13)$$

Сравнивая экспериментальное отношение площадей $S_1^* = (0,2 - 0,5)S_2^*$ с расчетным $S_1^{***} = 2S_2^{***}$, можно сделать вывод о расширении «центральных» каналов с уменьшением степени шероховатости поликремния. Это может быть вызвано объединением мелких структурных дефектов окисла, например при увеличении времени окисления пленки Пк.

Заключение

Таким образом особенности релаксации ионов в диэлектрике с неоднородной блокирующей границей заключаются 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 острий поликремния, увеличивается в общем потоке при укрупнении каналов переноса и/или усилении поляризующих полей. «Периферийные» каналы ОПк у блокирующей поверхности преимущественно проявляются в структурно неоднородных пленках и слабых электрических полях поляризации.

Список литературы

1. Романов, В.П. Ионные дрейфово-диффузионные процессы в диэлектрических слоях МДП-структур : дис. ... д-ра физ.-мат. наук : 01.04.10 / Романов Валерий Павлович. – М., 1998. – 165 с.
2. Perov, G.V. Multivariate Modelling of Heterogeneous Geometrical Surface in Technological Cycle of Manufacturing Silicon Matrixes / G.V. Perov, A.A. Shauerman // International Workshop and Tutorials on Electron Devices and Materials Proceedings, 2006 г. / Новосиб. гос. техн. ун-т. – Новосибирск, 2006. – Р. 30–31.
3. Перов, Г.В. Влияние подвижного положительного заряда на электронную проводимость диэлектрика с неоднородной блокирующей границей / Г.В. Перов, В.И. Сединин // Вестн. Сиб. гос. аэрокосм. ун-та. – 2009. – Вып. 2 (23). – С. 59–61.
4. Groesneken, G. A Quantation Model for the Conduction in Oxides Thermally Grown Polycrystalline Silicon / G. Groesneken, H.E. Maes // IEEE Trans. on Electron Devices. – 1986. – Vol. ED-33, No. 7. – P.1028–1042.

Modelling of Dielectric Ionic Conductivity with Heterogeneous Block Border

G.V. Perov, V.I. Sedinin

*Department “Computer Aided Design Systems”, Siberian State University
of Telecommunications and Computing, Novosibirsk;
mef@ngs.ru*

Key words and phrases: conductivity of oxide on polycrystalline silicon; ion charge of dielectric.

Abstract: The paper presents the developed one-dimensional model of ion conductivity in dielectric layers with heterogeneous block surface of the semiconductor with the given geometric horizontal profile. The model is based on the results of the research into the ion relaxation in the dielectric on polycrystalline silicon; it enables to predict the ion behavior depending on the roughness of boundaries. The model can be applied to forecasting of the electric parameters when operating conditions of the multi-layer structures formation are modified.

Modellierung der Ionenleitfähigkeit des Dielektrikums mit der ungleichartigen blockierenden Grenze

Zusammenfassung: Es ist das eindimensionale Modell der Ionenleitfähigkeit in den dielektrischen Schichten mit der ungleichartigen blockierenden Oberfläche des Halbleiters mit dem gegebenen geometrischen horizontalen Profil erarbeitet. Das Modell gründet sich auf den Ergebnissen der Untersuchung der Ionenrelaxation im Dielektrikum auf dem polykristallinen Silizium und erlaubt, das Benehmen der Ionen je nach der Grenzenunebenheit zu prognostizieren. Das Modell kann für die Prognostizierung der elektrischen Parameter bei der Veränderung der technologischen Bedingungen der Formierung der vielschichtigen Strukturen benutzt werden.

Modélage de la conductibilité ionique du diélectrique avec une limite hétérogène bloquée

Résumé: Est élaboré un modèle unidimensionnel de la conductibilité ionique dans les couches diélectriques avec une surface hétérogène bloquée du semi-conducteur avec un profil géométrique horizontal donné. Le modèle est basé sur les résultats de l'étude de la relaxation des ions dans le diélectrique sur le silicium polycristallique et permet de prévoir le comportement des ions compte tenu de la rigidité de la limite. Le modèle peut être utilisé pour la prévision des paramètres électriques lors de la mesure des conditions technologiques de la formation des structures multicouches.

Авторы: *Перов Геннадий Васильевич* – кандидат технических наук, доцент кафедры «Системы автоматизированного проектирования»; *Сединин Валерий Иванович* – доктор технических наук, профессор кафедры «Системы автоматизированного проектирования», ГОУ ВПО «Сибирский государственный университет телекоммуникаций и информатики».

Рецензент: *Пальчун Юрий Анатольевич* – доктор технических наук, профессор кафедры «Передача дискретных сообщений и метрология», ГОУ ВПО «Сибирский государственный университет телекоммуникаций и информатики».
