

## ПАРАМЕТРЫ РАЗОГРЕВА ЭЛЕКТРОНОВ В СЛОЯХ $SiO_2$ НА КРЕМНИИ

А.П. Барабан, В.В. Булавинов,  
П.П. Коноров

Деградация структур  $Si-SiO_2$  в сильных электрических полях сопровождается изменением спектра поверхностных состояний, увеличением заряда в объеме окисла и ростом проводимости последнего [1]. Одной из причин деградации или отказа приборов на основе структур металл-диэлектрик-полупроводник является разогрев инжектированных в слой  $SiO_2$  электронов, возможность которого существенно зависит от механизмов диссипации энергии горячих носителей заряда. В литературе рассмотрены механизмы рассеяния электронов на продольных оптических и акустических фононах, приводящие к оценкам начального поля разогрева электронов  $E$  и длине свободного пробега  $\lambda$ :  $E \approx 7-8$  МВ/см,  $\lambda = 0.1-0.2$  нм и  $E \approx 4$  МВ/см,  $\lambda = 2.3-4.0$  нм [2, 3].

Цель настоящей работы заключалась в получении оценки характеристических параметров процессов разогрева и ударной ионизации электронами матрицы  $SiO_2$  на основании анализа формы стационарных вольтамперных характеристик (ВАХ) структур  $Si-SiO_2$ , измеренных в системе электролит-диэлектрик-полупроводник (ЭДП) при анодной („+“ на кремнии) поляризации образцов. Применение для подобных исследований ЭДП-системы позволило (вследствие ряда ее специфических особенностей [1]) значительно расширить диапазон исследуемых полей (до 22 МВ/см) и проводить измерения ВАХ, не вызывая деструктирующего пробоя окисного слоя.

Исследовались структуры  $Si-SiO_2$ , полученные термическим окислением кремния марки КДБ-7.5 (100) в парах воды при температуре 900 °С. Толщина диэлектрических слоев варьировалась в пределах 25-125 нм и контролировалась эллипсометрически. В качестве электролита использовался однонормальный водный раствор сульфата натрия. Все измерения выполнены при комнатной температуре.

На рис. 1 представлены ВАХ системы  $Si-SiO_2$ -электролит, построенные в координатах Фаулера-Нордгейма (ФН). В области малых токов на всех ВАХ присутствует участок I, не спрямляющийся в координатах ФН и соответствующий проводимости по дефектам окисного слоя [1]. В области больших токов (участок II) в случае тонких окислов ( $d < 40-50$  нм) ВАХ хорошо аппроксимируется законом ФН:  $J = A \cdot E^2 \exp(-B \cdot E^{-1})$  с константами  $A = (3-4) \times 10^{-11}$  А/В<sup>2</sup>,  $B = (3.6-3.9) \cdot 10^8$  В/см. Это позволило определить высоту потенциального барьера для электронов на границе  $SiO_2$ -электролит, которая оказалась равной  $(4.2 \pm 0.2)$  эВ.

При больших толщинах окисного слоя протяженность участка II уменьшалась и на ВАХ начиная с некоторого характеристического

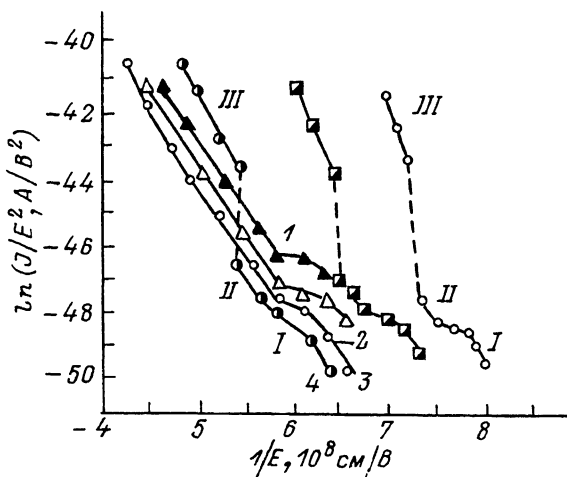


Рис. 1. ВАХ структур  $Si-SiO_2$  для различных толщин окисного слоя (в нм): 1-30, 2 - 50, 3 - 61, 4 - 72, 5 - 97, 6 - 110.

значения напряженности электрического поля  $E^*$  появлялся еще один участок (Ш), наклон которого увеличивался с ростом толщины окисного слоя. В случае толщин 72-110 нм переход к участку Ш сопровождался ростом тока более чем на порядок (показан на рис. 1 прерывистой линией). Такое поведение ВАХ указывает на развитие в объеме окисного слоя процесса ударной ионизации, приводящего к увеличению прозрачности потенциального барьера на границе окисел-электролит за счет роста напряженности электрического поля у этой границы из-за накопления в окисном слое положительного заряда малоподвижных дырок, генерируемых вследствие ударной ионизации матрицы  $SiO_2$  [2]. При этом значение  $E^*$  соответствует началу процесса ударной ионизации в диэлектрике данной толщины.

Величина характеристического поля  $E^*$  растет с уменьшением толщины окисного слоя (рис. 2), что обусловлено уменьшением вероятности ударной ионизации матрицы  $SiO_2$  с уменьшением толщины диэлектрика [4]. Полученная зависимость  $E^*(d)$  в первом приближении удовлетворительно описывается соотношением  $E^* = 7 \cdot 10^6 + 76 d^{-1}$ , что позволяет экстраполяцией к бесконечной толщине окисного слоя определить минимальное значение напряженности электрического поля, соответствующее началу процесса разогрева электронов в матрице  $SiO_2$ ,  $E_{мин} = (7.0 \pm 0.5)$  МВ/см. В рамках модели рассеяния электронов на продольных оптических фоновых [2] ( $\hbar\omega_p = 0.153$  эВ) эта величина соответствует эффективной длине свободного пробега электронов в  $SiO_2$   $\lambda = (0.22 \pm 0.02)$  нм, что близко к значениям, полученным ранее в [2].

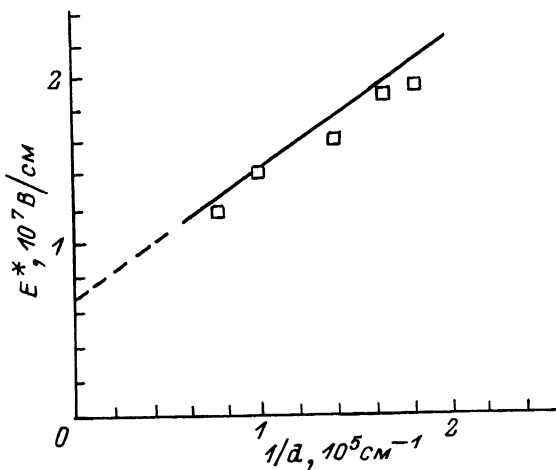


Рис. 2. Зависимость характеристического поля  $E^*$  от толщины окисного слоя (по данным рис. 1).

Проведенная на основании этих данных оценка энергетического баланса горячих электронов в  $\text{SiO}_2$  с учетом их взаимодействия с электрическим полем и рассеяния на продольных оптических фононах показывает, что инжектированные из электролита электроны запасают при прохождении через диэлектрик избыточную энергию ( $\Delta W$ ), величина которой может быть представлена выражением  $\Delta W = E^* \cdot d - \hbar \omega_1 (d \cdot \lambda^{-1})$  и составляет 75 эВ. В то же время отсутствие пробоя образца и стационарность значений тока на участке Ш ВАХ свидетельствует о существовании баланса между процессами разогрева и диссипации энергии горячих электронов. Наличие избыточной энергии  $\Delta W$  указывает на существование дополнительных каналов диссипации энергии, не учитываемых теорией [2], в частности, подключения механизма рассеяния на акустических фононах и потерь в актах ударной ионизации матрицы  $\text{SiO}_2$ .

Таким образом, проведенные исследования показали, что любой толщины  $\text{SiO}_2$  ( $> 40$  нм) начиная с некоторого значения напряженности электрического поля характер электронных процессов, протекающих в структурах  $\text{Si}-\text{SiO}_2$ , существенно изменяется вследствие разогрева электронов в окисном слое.

#### Л и т е р а т у р а

- [1] Барабан А.П., Коноров П.П., Кручинин А.А. - Оптоэлектроника и полупроводниковая техника, 1985, № 7, с. 74-87.

- [2] Ferry D.K. - J. Appl. Phys., 1979, v. 50, N 3, p. 1422-1427.
- [3] Brorson S.D., Di Maria D.J., Fishetti M.V., Pesavento F.L., Solomon P.M. - J. Appl. Phys., 1985, v. 58, N 3, p. 1302-1313.
- [4] Fitting H.J., Czarnowski A. - Phys. stat. sol. (a), 1986, v. 93, N 1, p. 385-396.

Ленинградский государственный университет им. А.А. Жданова

Поступило в Редакцию  
23 ноября 1987 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 9

12 мая 1988 г.

### ОБ ИОНИЗАЦИОННОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ В НЕРАВНОВЕСНО ИОНИЗОВАННОМ ГАЗЕ ПРИ МГД - ВЗАИМОДЕЙСТВИИ

А.В. Ерофеев, Т.А. Алексеева,  
Р.В. Васильева

Условия развития ионизационной (электротермической) неустойчивости в ЕхН полях, присущей неравновесным МГД каналам, достаточно хорошо изучены для газов с равновесной ионизацией присадки [1], когда флуктуации концентрации и температуры электронов связаны между собой соотношением Саха. Установлено, что в этом случае критические условия не зависят от длины волны возмущения. Для чистых газов с неравновесной ионизацией теоретический анализ был выполнен для предельных случаев развития ионизации (только ионизируемая или только рекомбинирующая плазма) для двух крайних значений длины волны возмущения ( $\lambda \rightarrow \infty$ ,  $\lambda \rightarrow 0$ ) [2, 3]. Кроме того, были определены значения  $\lambda_{кр}$ , начиная с которых плазма становится неустойчивой [2]. Таким образом, вопрос о том, как критические условия развития ионизационной неустойчивости зависят от длины волны возмущения и от степени равновесности остается открытым.

При теоретическом решении задачи полагалось, что состояние тяжелой компоненты стационарное и однородное, что в стационарном состоянии электронный газ также однороден. Предполагалось, что функция распределения максвелловская, рекомбинация трехчастичная, ионизация происходит при электрон-атомных столкновениях [4].

Эксперимент проводился в дисковом МГД канале, помещенном в торце ударной трубы [5, 6]. Визуализация неоднородностей по их собственному свечению осуществлялась с помощью скоростной фотокамеры. Рабочий газ - ксенон. Эксперимент проводился при началь-