

04

## Сравнительный анализ механизмов пробоя тонких окислов SiO<sub>2</sub> в структурах металл-окисел-полупроводник при воздействии тяжелых заряженных частиц и импульсного электрического напряжения

© В.Ф. Зинченко, К.В. Лаврентьев, В.В. Емельянов, А.С. Ватуев

Научно-исследовательский институт приборов Госкорпорации „Росатом“  
140080 Лыткарино, Московская обл., Россия  
e-mail: vfzinchenko@niipribor.ru

(Поступило в Редакцию 29 апреля 2015 г.)

Проведены экспериментальные исследования закономерностей пробоя тонких окислов SiO<sub>2</sub> в структурах металл-окисел-полупроводник мощных полевых транзисторов при воздействии одиночных тяжелых заряженных частиц и импульсного электрического напряжения. В рамках феноменологического подхода выполнен сравнительный анализ физических механизмов, а также энергетических критериев пробоя SiO<sub>2</sub> при предельных уровнях возбуждения электронной подсистемы за времена в субпикосекундном диапазоне.

### Введение

Исследование эффектов пробоя тонких слоев диоксида кремния SiO<sub>2</sub> в структурах металл-окисел-полупроводник (МОП) при воздействии тяжелых заряженных частиц (ТЗЧ) и импульсного электрического напряжения (ИЭН) представляет большой теоретический и практический интерес. Пробой подзатворного окисла мощных полевых транзисторов (SEGR — Single Event Gate Rupture в зарубежной литературе) при воздействии ТЗЧ космического пространства является одним из основных эффектов, определяющих стойкость мощных МОП-транзисторов в составе бортовой аппаратуры космических аппаратов. Начиная с 1980-х годов теоретическим и экспериментальным исследованиям SEGR посвящено значительное количество работ (см., например, работу [1] и ссылки в ней), однако физическая модель SEGR до сих пор находится в стадии разработки. Это обусловлено тем, что характерное время развития начальной стадии эффекта SEGR лежит в субпикосекундном временном диапазоне, что затрудняет детальное описание процессов, протекающих в окисле, и экспериментальную проверку предлагаемых теоретических моделей.

Наряду с ТЗЧ, пробой тонких подзатворных окислов в МОП-структурах может вызывать также ИЭН [2,3], что является актуальной проблемой с точки зрения повышения надежности функционирования современных изделий микроэлектроники высокой степени интеграции. Следует отметить, что анализ результатов экспериментов по электрическому пробоям МОП-структур позволяет получить детальную информацию о заключительной стадии пробоя, приводящей к формированию низкоомного проводящего канала в окисле SiO<sub>2</sub>.

Несмотря на различную физическую природу первичных факторов, вызывающих пробой МОП-структур при воздействии ТЗЧ и ИЭН, необратимое разрушение окисла SiO<sub>2</sub> в конечном итоге происходит вследствие

расплава окисла, а также материалов затвора и кремниевой подложки, вызванного протеканием мощного импульса тока через плазменный канал с начальным диаметром около 5 nm [4,5]. Сказанное выше дает основание полагать, что можно выбрать определенные энергетические критерии пробоя окисла, позволяющие установить корреляцию между линейными потерями энергии (ЛПЭ) тяжелой заряженной частицы и амплитудой и длительностью импульсного электрического напряжения. В настоящей работе предлагается феноменологический подход к решению сформулированной задачи, основанный на результатах экспериментальных исследований закономерностей пробоя окисла мощных МОП-транзисторов *p*- и *n*-типа при воздействии ТЗЧ и ИЭН.

Прежде чем переходить к детальному рассмотрению полученных результатов, отметим, что при нулевом напряжении сток-исток  $V_{DS}$  и ненулевом напряжении затвор-исток  $V_{GS}$  мощные МОП-транзисторы ведут себя подобно обычным МОП-конденсаторам [6]. Для простых МОП-структур опубликовано значительное количество работ, посвященных исследованиям физических механизмов пробоя окисла SiO<sub>2</sub> как при воздействии ТЗЧ, так и различных электрических нагрузок. Поэтому результаты, полученные в указанных работах, могут также использоваться при анализе основных закономерностей пробоя подзатворного окисла в мощных МОП-транзисторах при воздействии ТЗЧ и ИЭН.

### Эксперимент

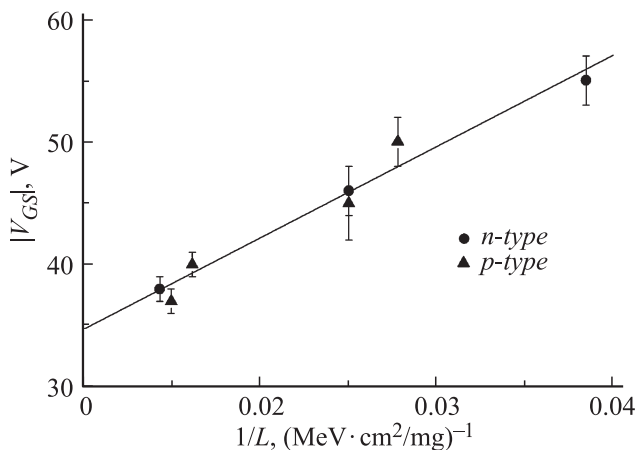
#### Тяжелые ионы

Экспериментальные исследования эффекта SEGR в мощных МОП-транзисторах проводились на испытательном стенде БИС ОИ-А (400М) изохронного циклотрона U-400М в Объединенном институте ядерных исследований (г. Дубна Московской обл.). Характеристики ионов на выходе из циклотрона представлены в таблице.

Характеристики ионов

Тип иона	Энергия ионов на поверхности кристалла МОП-транзистора, MeV	Линейные потери энергии в кремнии, MeV · cm <sup>2</sup> /mg*	Средний пробег в кремнии, μm*
<sup>40</sup> Ar	140	15.7	36.8
<sup>56</sup> Fe	227	26.2	38.8
<sup>84</sup> Kr	356	39.5	45
<sup>132</sup> Xe	436	69.1	38
<sup>132</sup> Xe	915	64.7	68

Примечание. \* — рассчитаны в программном пакете SRIM [7].



**Рис. 1.** Зависимость напряжения пробоя мощных МОП-транзисторов *p*- и *n*-типов,  $V_{GS}$ , от ЛПЭ тяжелых ионов при  $V_{DS} = 0$ .

В качестве объекта исследований были выбраны мощные МОП-транзисторы *n*- и *p*-типов с максимальной величиной статического напряжения пробоя  $V_{GSmax} = 100$  В и толщиной окисла SiO<sub>2</sub> около 100 нм. Учитывая небольшие пробеги ионов, облучение транзисторов проводилось при удаленной крышке (корпусе) в вакуумной камере, чтобы обеспечить доступ ионов к активной области транзисторов.

На рис. 1 представлены полученные на ускорителе U-400M зависимости напряжения пробоя мощных МОП-транзисторов  $V_{GS}$  от ЛПЭ тяжелых заряженных ионов при напряжении  $V_{DS} = 0$ . Видно, что зависимости  $V_{GS}(L^{-1})$  для *n*- и *p*-канальных транзисторов практически совпадают и имеют линейный характер в диапазоне ЛПЭ тяжелых ионов выше  $15 \text{ MeVcm}^2/\text{mg}$ .

Отметим, что в качестве критерия пробоя МОП-транзисторов принимался резкий невосстанавливаемый рост тока затвор-исток,  $I_{GS}$ , в процессе облучения сверх принятой нормы 100 нА.

### Импульсное электрическое напряжение

Как следует из современных представлений, первичная стадия пробоя окисла при действии как ТЗЧ, так

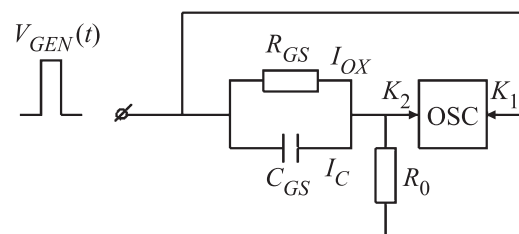
и ИЭН, приводящая к необратимой перестройке его структуры вследствие диффузии атомов окружающих материалов, протекает за времена  $\leq 1$  ns [4]. Техника эксперимента с таким высоким временным разрешением достаточно сложная, что затрудняет получение достоверной информации о динамике характеристик МОП-транзисторов на данной стадии пробоя SiO<sub>2</sub>.

После завершения первичной стадии окисел в зоне пробоя ведет себя как обычный резистор с проводимостью, зависящей от выделяемой в нем протекающим импульсным током мощности. Поэтому можно ожидать, что измеряемые на данной стадии пробоя МОП-транзистора электрические переходные процессы при действии ИЭН позволят получить определенную информацию о поглощенной энергии в сформированном проводящем канале и провести сравнительный анализ физических механизмов пробоя окисла при действии ТЗЧ и ИЭН.

В настоящей работе проведены экспериментальные исследования импульсной электрической прочности мощных МОП-транзисторов с помощью генератора одиночных импульсов напряжения (ОИН), который позволял получать импульсы напряжения с амплитудой до 1000 В при длительности от 60 ns до 1 μs.

Схема измерения параметров мощных МОП-транзисторов при действии ОИН представлена на рис. 2.

В случае транзисторов *p*-типа ОИН положительной полярности  $V_{GEN}(t)$  подавался на затвор транзистора при



**Рис. 2.** Схема включения мощных МОП-транзисторов при исследованиях импульсного электрического пробоя:  $R_{GS}$  — сопротивление подзатворного окисла,  $C_{GS}$  — конструктивная емкость затвор-исток,  $R_0$  — сопротивление в цепи исток-земля, OSC — цифровой осциллограф,  $K_1$ ,  $K_2$  — входы осциллографа для измерения импульсов напряжения  $V_{GEN}(t)$  и  $V_0(t)$  соответственно.

$V_{DS} = 0$ . При действии ОИН регистрировались временные зависимости  $V_{GEN}(t)$  и напряжения  $V_0(t)$  на токоизмерительном сопротивлении  $R_0$  в цепи исток-земля. Напряжение затвор-исток  $V_{GS}(t) = V_{GEN}(t) - V_0(t)$ , а полный ток в цепи затвор-исток  $I_{GS}(t) = V_0(t)/R_0$ .

Используя  $I_{GS}(t)$  и  $V_{GS}(t)$ , можно получить полную энергию  $W_{GS}(t)$ , выделенную в окисле  $SiO_2$  за определенный интервал времени, т. е.

$$W_{GS}(t) = \int_0^t I_{GS}(\tau)V_{GS}(\tau)d\tau. \quad (1)$$

Типичные осциллограммы параметров  $p$ -канального МОП-транзистора при действии ОИН длительностью 60 ns и 1  $\mu s$  представлены на рис. 3, 4.

Прежде чем переходить к обсуждению полученных результатов, отметим, что ток в цепи затвор-исток  $I_{GS}(t)$  является суммой тока заряда-разряда конструктивной емкости затвор-исток,  $I_C(t)$  и тока утечки через окисел  $I_{OX}(t)$  (рис. 2). При малых напряжениях  $V_{GS}$  основной вклад в полный ток  $I_{GS}$  дает ток  $I_C$ , который определяется реакцией дифференциальной RC-цепи на ОИН и имеет знакопеременный характер. При напряжении  $V_{GS}$ , близком к напряжению пробоя, ток  $I_{GS}$  определяется током утечки через окисел  $I_{OX}$ .

При коротких длительностях ОИН оценить вклад в  $W_{GS}$  (1) от тока утечки  $I_{OX}$  в момент пробоя окисла достаточно сложно ввиду низкого временного разрешения регистрирующей аппаратуры (рис. 3). Поэтому в качестве оценки полной энергии, выделившейся в окисле при его пробое,  $W_{BD}$ , в этом случае можно взять разность величин  $W_{GS}$  при ОИН, вызвавшем пробой, и при максимальной амплитуде ОИН, предшествующего пробоя.

При длительности ОИН 1  $\mu s$  вклад  $I_{OX}$  в  $W_{GS}$  и соответственно в энергию  $W_{BD}$ , выделившуюся при пробое окисла, можно оценить более надежно, поскольку временные диапазоны формирования реакции дифференциальной RC-цепи и пробоя окисла, характеризующегося резким ростом тока утечки через окисел, четко разделены во времени (рис. 4).

Как показывает обработка результатов экспериментов, полная энергия  $W_{BD}$ , выделяющаяся при пробое окисла для рассматриваемой выборки транзисторов  $p$ -типа при различных длительностях ОИН, составляет  $\sim 2-3 \mu J$ . Энергия пробоя, очевидно, должна обеспечиваться энергией, запасенной при заряде конструктивной емкости затвор-исток  $C_{GS}$ . Действительно, для рассматриваемой выборки транзисторов  $C_{GS}$  лежит в диапазоне 400–700 pF, что при величине статического напряжения пробоя окисла  $\sim 100 V$  дает величину энергии заряда емкости 2.0–3.5  $\mu J$ .

Характерный радиус области пробоя в окисле для исследованных транзисторов, полученный с помощью электронного микроскопа, составляет около 4  $\mu m$ , что согласуется с соответствующими экспериментальными

данными для МОП-конденсаторов в случае воздействия ТЗЧ [4].

Аналогичные закономерности динамики параметров и величина энергии  $W_{BD}$  получены также при проведении исследований импульсной электрической прочности  $n$ -канальных мощных МОП-транзисторов.

## Теория и обсуждение результатов экспериментов

### SEGR

Согласно современным представлениям [1], возникновение эффекта SEGR в мощных МОП-транзисторах сопровождается следующими физическими процессами.

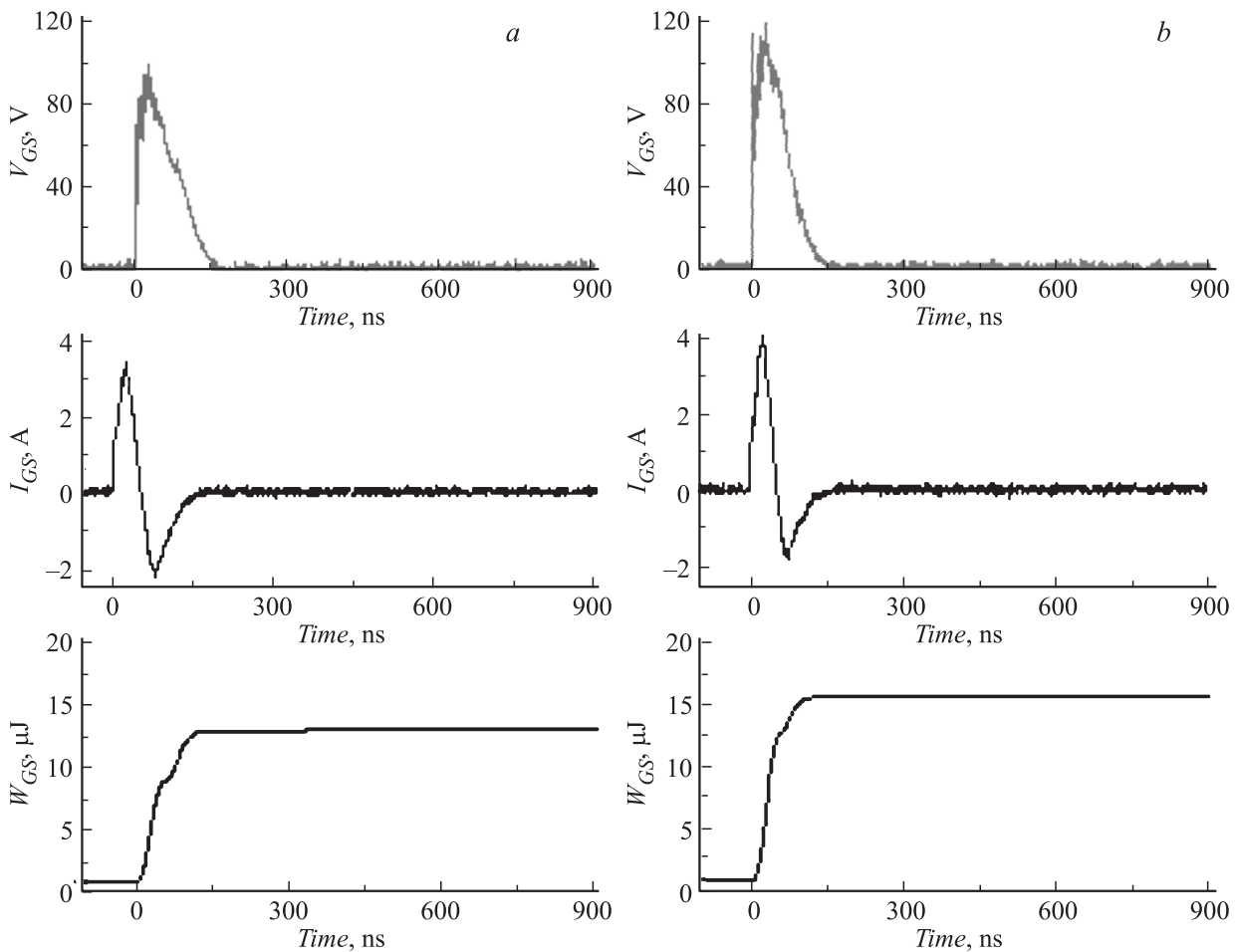
Тяжелый заряженный ион, проходя через окисел, образует плотный трек с максимальной начальной концентрацией электрон-дырочных пар до  $10^{25} \text{ cm}^{-3}$  [8]. При этом около 90% энергии ТЗЧ выделяется в центральном ядре трека диаметром  $\sim 5 \text{ nm}$  ([4,9]) и тратится на возбуждение электронной подсистемы, которая затем передает ее решетке через механизм электрон-фононного взаимодействия.

Подвижность генерируемых электронов превышает подвижность дырок на несколько порядков, поэтому при анализе переходных процессов, сопровождающих SEGR в МОП-структурах, можно считать, что дырки остаются неподвижными. Вероятность возникновения необратимых структурных повреждений и формирования проводящего канала в тонких окислах определяется следующими основными процессами: термализацией электронов, рекомбинацией электрон-дырочных пар, а также переносом электронов через окисел под действием приложенного электрического поля.

Характерное время термализации электронов, т. е. время, за которое энергия электронов достигает минимального значения в зоне проводимости, лежит в диапазоне от  $10^{-14}$  до  $10^{-13} \text{ s}$  [10].

Одновременно с термализацией в треке ТЗЧ в окисле протекает колонная рекомбинация электрон-дырочных пар с характерным временем  $\sim 10^{-13} \text{ s}$  [11]. При этом доля электронов (дырок), избежавших рекомбинации, уменьшается с ростом ЛПЭ ТЗЧ, т. е. начальной плотности электрон-дырочных пар, и увеличивается с ростом электрического поля в окисле за счет усиления роли конкурирующего процесса дрейфового переноса электронов через окисел.

Таким образом, одним из ключевых параметров, необходимых для построения модели пробоя МОП-структур при действии ТЗЧ, является скорость переноса электронов через окисел. Поскольку надежной теории переноса носителей заряда в  $SiO_2$  при сильных полях ( $E \sim 10^6-10^7 \text{ V/cm}$ ) не существует, мы использовали экспериментальные данные по скорости распространения фронта высоковольтного пробоя в аморфном кварце при субнаносекундных временах [12]. Как следует из



**Рис. 3.** Зависимости  $I_{GS}(t)$ ,  $V_{GS}(t)$  и  $W_{GS}(t)$  при действии ОИН длительностью 60 ns: *a* — до пробоя, амплитуда ОИН 95 V; *b* — пробоем, амплитуда ОИН 110 V.

результатов экспериментов, представленных в [12], при напряженностях электрического поля в окисле, близких к пробойным, скорость переноса электронов через окисел,  $v$ , не зависит от напряженности электрического поля и составляет  $\sim 1.1 \cdot 10^8$  cm/s. Для данной величины  $v$  характерное время образования проводящего канала при толщине окисла  $\text{SiO}_2$  до 100 nm не превышает  $\sim 10^{-13}$  s. Это согласуется с результатами работы [10], в которой показано, что время формирования проводящего канала в окисле толщиной 10 nm при действии ТЗЧ составляет  $\sim 10^{-14}$  s.

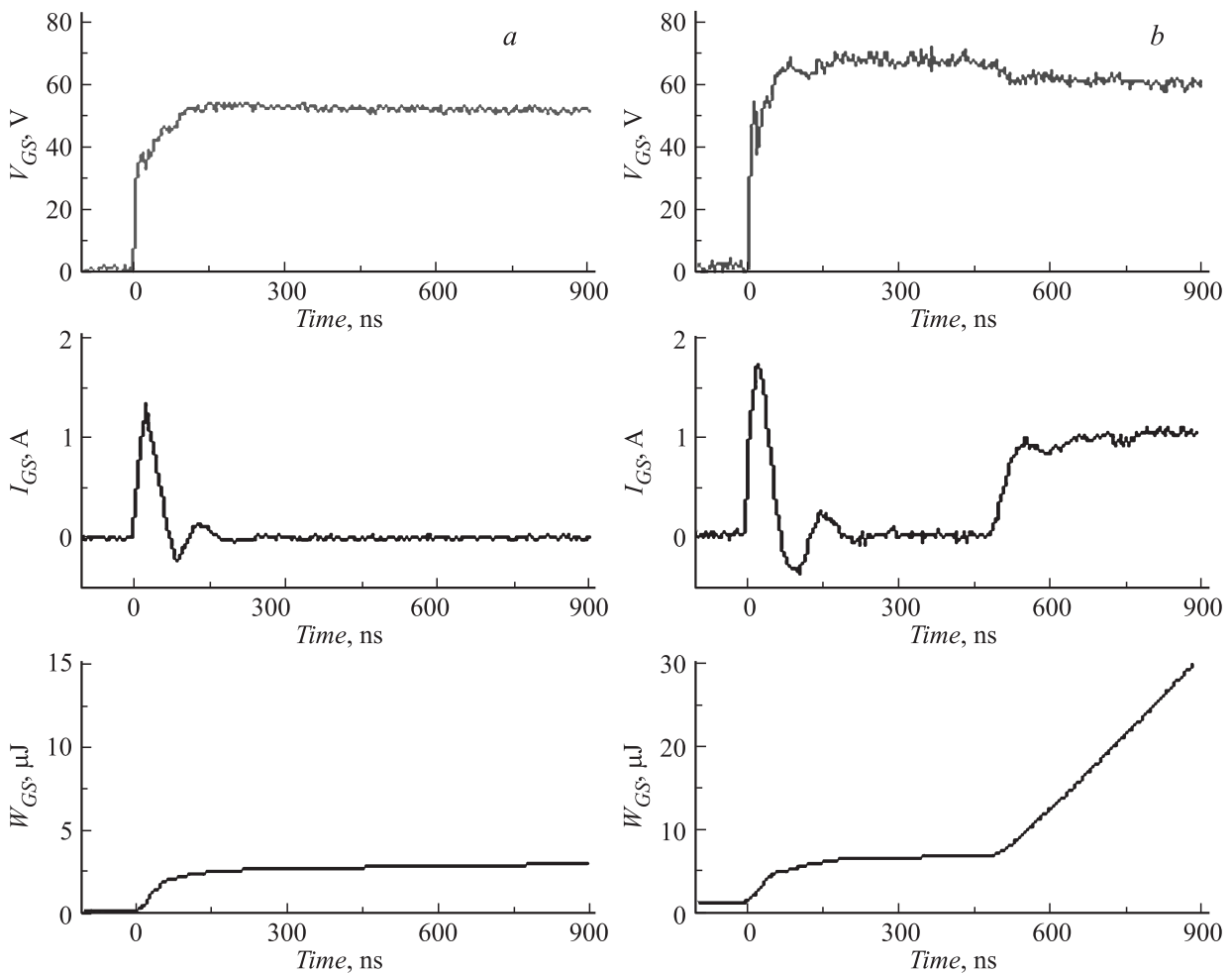
На основании рассмотрения представленных результатов можно сделать вывод, что характерное время переноса электронов через тонкие окислы толщиной от единиц до 100 nm не превышает времени колонной рекомбинации электрон-дырочных пар в ядре трека ТЗЧ. Поэтому в первом приближении потерями электронов на рекомбинацию с „неподвижными“ дырками можно пренебречь.

Вследствие разогрева протекающим током плазменный канал в ядре трека расширяется в радиальном направлении от начального диаметра порядка 5 nm

до  $\sim 100$  nm. Область вокруг трека радиусом до 5000 nm нагревается до температуры плавления фотонами с энергиями в диапазоне 5–10 eV, эмитируемыми из высокотемпературного плазменного канала ( $T > 40000^\circ\text{C}$ ).

Согласно модели, предложенной в [4], необратимые структурные повреждения  $\text{SiO}_2$  возникают вследствие диффузии атомов из расплавленных окружающих материалов (алюминия, кремния) в окисел. Из проведенных в [4] оценок следует, что для необратимого пробоя окисла в МОП структуре проводящий канал, образующийся в ядре трека ТЗЧ, должен поддерживаться при температуре не ниже температуры плавления в течение интервала времени порядка 1 ns при толщине окисла до 100 nm. Необходимая температура обеспечивается за счет джоулева тепла, выделяющегося при протекании через канал мощного импульса тока. В течение указанного интервала времени можно пренебречь уменьшением температуры плазменного канала за счет диффузии тепла из ядра трека, т.е. теплообмен с окружающими материалами идет только за счет эмиссии фотонов.

Представляет интерес в рамках упрощенного феноменологического подхода оценить энергетические кри-



**Рис. 4.** Зависимости  $I_{GS}(t)$ ,  $V_{GS}(t)$  и  $W_{GS}(t)$  при действии ОИН длительностью  $1 \mu\text{s}$ : *a* — до пробоя, амплитуда ОИН 55 В; *b* — пробой, амплитуда ОИН 70 В.

теории возникновения эффекта SEGR, используя полученные зависимости напряжения пробоя мощных МОП-транзисторов от ЛПЭ тяжелых ионов (рис. 1).

Удельное количество тепла  $q$ , выделяющееся в единицу времени в окисле при протекании тока через плазменный канал в ядре трека ТЗЧ, можно записать в виде

$$q = jE, \quad j = en_0\mu E = en_0v, \quad (2)$$

где  $j$  — плотность тока в канале,  $e$  — абсолютная величина заряда электрона,  $E$  — напряженность электрического поля в окисле,  $\mu$ ,  $v$  — подвижность и скорость носителей заряда в канале соответственно,  $n_0$  — средняя начальная концентрация электрон-дырочных пар в ядре трека ТЗЧ.

Поскольку для данных ЛПЭ,  $L$ ,  $n_0 \propto L$ , то, согласно (2), удельная мощность  $q \propto LE^2$  в случае постоянной подвижности носителей заряда и  $q \propto LE$  при постоянной скорости носителей заряда в канале. Отсюда следует, что напряжение пробоя  $V_{BD} \propto 1/L^{1/2}$  при постоянной подвижности носителей заряда в плазменном канале, либо  $V_{BD} \propto 1/L$ , если скорость переноса носителей заряда

через окисел,  $v$ , не зависит от напряженности электрического поля, т.е. выходит на насыщение. Поскольку, как показано выше, в нашем случае величину  $v$  можно считать постоянной, то зависимость  $V_{BD}(L^{-1})$  является линейной, что согласуется с представленными выше на рис. 1 экспериментальными данными.

Таким образом, при средней концентрации носителей заряда в плазменном канале  $n_0 \sim 10^{23} \text{ cm}^{-3}$  [8] и  $v \sim 10^8 \text{ cm/s}$  получаем плотность тока  $j \sim 1.6 \cdot 10^{12} \text{ A/cm}^2$ , отсюда полный ток через канал радиусом 2.5 nm составляет  $\sim 0.3 \text{ A}$ .

Для типичной величины напряженности электрического поля при пробое окисла  $E \sim 10^7 \text{ V/cm}$  удельная мощность энерговыделения в ядре трека  $q = jE \approx 1.6 \cdot 10^{19} \text{ J/cm}^3 \cdot \text{s} \approx 6 \cdot 10^{15} \text{ kJ/g}$  при плотности  $\text{SiO}_2$   $\rho = 2.6 \text{ g/cm}^3$ . При этом удельная энергия, поглощенная за время  $\sim 1 \text{ ns}$ , необходимое для развития необратимого пробоя МОП-структуры вследствие диффузии атомов окружающих материалов (алюминия, кремния) в окисел, составит около  $6 \cdot 10^6 \text{ kJ/g}$ . Энергия, выделившаяся в ядре трека диаметром 5 nm и высо-

той 100 nm в указанном интервале времени составит  $\sim 3 \cdot 10^{-2} \mu\text{J}$ . С учетом дополнительной энергии, требуемой для расплава окружающих окисел материалов (кремний, алюминий), полная энергия пробоя возрастет примерно в 2 раза и составит  $\sim 6 \cdot 10^{-2} \mu\text{J}$ .

Полученная величина удельной поглощенной энергии в плазменном канале значительно превышает удельную энергию плавления SiO<sub>2</sub> ( $\sim 1.4 \text{ kJ/g}$ ) и может обеспечить расплав области вокруг ядра трека радиусом до 5000 nm. Этот факт согласуется с экспериментальными данными по радиусу зоны расплава в окисле, полученными при исследованиях пробоя МОП-конденсаторов тяжелыми заряженными ионами [4].

### Электрический пробой

Исходя из анализа опубликованных экспериментальных данных, можно выделить следующие характерные особенности развития электрического пробоя окисла в МОП-структурах [13]:

- начальная область пробоя локализована в пятне радиусом несколько нанометров;

- при напряженности поля в окисле ниже критической ток утечки через окисел определяется туннелированием электронов из затвора (ток Фаулера-Нордгейма,  $I_{FN}$ );

- лавинный рост тока утечки через окисел вызывает его необратимый пробой, сопровождающийся плавлением окисла и окружающих материалов в области радиусом несколько  $\mu\text{m}$ ;

- типичная величина критического поля в окисле при необратимом пробое составляет  $\sim 10^7 \text{ V/cm}$ , ток утечки через окисел непосредственно перед пробоем достигает единиц  $\mu\text{A}$ .

Как показывают теоретические исследования [13], локализация области электрического пробоя в окисле может быть связана с наличием на границе раздела окисел-затвор микроскопических неоднородностей (филаментов), в которых происходит значительное усиление напряженности электрического поля по сравнению со средним значением в объеме окисла. Диаметр филамента, согласно [13], может быть представлен в виде  $d = (T_{OX}\alpha)^{1/2}$ ,  $\alpha = 0.25 \text{ nm}$ , что при толщине окисла  $T_{OX} = 100 \text{ nm}$  для исследуемых МОП-транзисторов дает величину  $d = 5 \text{ nm}$ , близкую к диаметру плазменного канала в треке ТЗЧ в окисле.

В обычных условиях при относительно слабых электрических полях плотность тока утечки через окисел описывается формулой Фаулера-Нордгейма

$$j_{FN} = AE^2 \exp(-B/E), \quad (3)$$

где  $A = 1.7 \cdot 10^{-6} \text{ A/V}^2$ ,  $B = 2.38 \cdot 10^8 \text{ V/cm}$ ,  $E$  — напряженность электрического поля,  $\text{V/cm}$ .

Согласно (3), в предпробойной области напряженностей электрического поля  $E \sim 10^7 \text{ V/cm}$  величина  $j_{FN}$  составляет  $\sim 10^{-2} \text{ A/cm}^2$ .

Вследствие локального усиления электрического поля на границе филамента плотность тока в филаменте резко возрастает [10]

$$j_{F\mu} = A(\mu E)^2 \exp(-B/\mu E), \quad \mu = 1-6. \quad (4)$$

При средней величине  $\mu = 4$  и напряженности электрического поля  $E = 10^7 \text{ V/cm}$  величина  $j_{F\mu}$ , согласно (4), составляет  $\sim 10^7 \text{ A/cm}^2$ . Для филамента диаметром 5 nm полный ток через филамент,  $I_{F\mu}$ , непосредственно в начале развития пробоя достигает  $\sim 2 \mu\text{A}$ , что согласуется с результатами экспериментов [14].

Из представленных экспериментальных данных видно (рис. 4), что амплитуда скачка тока  $\Delta I_{GS}$  в процессе пробоя окисла составляет около 0.8 A, что близко к оценке тока в плазменном канале, образованном ТЗЧ. При этом полная энергия, поглощенная в окисле во время развития пробоя, наблюдаемого как резкий скачок тока в течение времени порядка 30 ns, составляет  $\sim 2-3 \mu\text{J}$ .

Как следует из сделанных выше оценок, необходимая для пробоя SiO<sub>2</sub> энергия при воздействии ТЗЧ выделяется в плазменном канале диаметром 5 nm в течение  $\sim 1 \text{ ns}$  и составляет  $\sim 6 \cdot 10^{-2} \mu\text{J}$ . Данная величина согласуется с энергией пробоя, выделенной в окисле при действии ОИН за аналогичный интервал времени ( $\sim 6 \cdot 10^{-2} - 10 \cdot 10^{-2} \mu\text{J}$ ).

Таким образом, при электрическом пробое наличие филаментов на границе металл-окисел инициирует, в результате развития лавинного процесса, образование проводящего канала в окисле, ток через который возрастает в процессе пробоя до величины, сравнимой с соответствующей величиной тока в плазменном канале, образованном ТЗЧ. Наблюдаемый в экспериментах с ОИН рост тока в течение интервала времени  $\sim 30 \text{ ns}$  (рис. 4) обусловлен разогревом проводящего канала протекающим током, что вызывает рост проводимости канала и увеличение тока, приводящих к увеличению температуры канала и т. д. По мере увеличения температуры в объеме филамента возрастает роль электрон-фононного взаимодействия, что приводит в итоге к выходу на насыщение скорости носителей заряда и прекращению дальнейшего роста тока [15].

Избыточная энергия, выделенная в проводящем канале при действии ОИН, может привести к расширению границ поврежденной области окисла до диаметра, значительно превышающего диаметр начального филамента. Этот вывод подтверждается экспериментальными данными [8], из которых следует, что характерный радиус области пробоя окисла, как и в случае действия ТЗЧ, составляет порядка  $5 \mu\text{m}$ .

### Заключение

Как показывает анализ физических механизмов, пробой окисла МОП-транзисторов инициирует протекание импульса тока через плазменный канал, образующийся

в ядре трека ТЗЧ, либо лавинное нарастание тока через микронеоднородности (филаменты) на границе металл-окисел при действии ИЭН.

В рамках феноменологического подхода проведены оценки параметров, которые можно использовать в качестве энергетических критериев пробоя МОП-структур при действии ТЗЧ и ИЭН.

Оценки максимального тока через окисел и полной энергии, выделенной в окисле при пробое мощных МОП-транзисторов при действии ОИН, согласуются с соответствующими величинами при действии ТЗЧ.

Можно ожидать, что дальнейший анализ совокупности экспериментальных данных по пробое МОП-структур при действии ТЗЧ и ОИН будет способствовать лучшему пониманию физических механизмов и развитию теоретических моделей процессов, протекающих в наноразмерных объемах окисла  $\text{SiO}_2$  при предельных уровнях возбуждения электронной подсистемы за времена в субпикосекундном диапазоне.

## Список литературы

- [1] *Ferlet-Cavrois V., Binois C., Carvalho A.* // IEEE T. Nucl. Sci. 2012. Vol. 59. N 6. P. 2920–2929.
- [2] *Malobabic S., Ellis D.F., Salcedo J.A.* // Proc. of the 7<sup>th</sup> Int. Caribbean Conf. on Devices, Circuits and Systems. Mexico., 2008.
- [3] *Lombardo S., Crupi F., La Magna A.* // J. Appl. Phys. 1998. Vol. 84. N 1. P. 472–479.
- [4] *Wrobel T.F.* // IEEE T. Nucl. Sci. 1987. Vol. 34. N 6. P. 1262–1268.
- [5] *Chen D.N., Cheng Y.C.* // J. Appl. Phys. 1987. Vol. 61. P. 1592–1600.
- [6] *Fischer T.A.* // IEEE T. Nucl. Sci. 1987. Vol. NS-34. N 6. P. 1786–1791.
- [7] *Biersack J.P., Haggmark L.G.* // Nucl. Instrum. Meth. 1980. Vol. 74. N 1–2. P. 257–269.
- [8] *Raine M., Valentin A., Gaillardin M.* // IEEE T. Nucl. Sci. 2012. Vol. 59. N 6. P. 2697–2703.
- [9] *Комаров Ф.Ф.* // УФН. 2003. Т. 173. Вып. 12. С. 1287–1318.
- [10] *Cellere G., Paccagnella A., Visconti A.* // IEEE T. Nucl. Sci. 2004. Vol. NS-51. N 6. P. 3304–3311.
- [11] *Oldham T.R.* // J. Appl. Phys. 1985. Vol. 57. N 8. P. 2695–2702.
- [12] *Емлин Р.В., Гилев А.С.* // ЖТФ. 2009. Т. 79. Вып. 1. С. 140–143.
- [13] *Readley B.K.* // J. Appl. Phys. 1975. Vol. 46. N 3. P. 998–1007.
- [14] *Heimann P.A.* // IEEE T. Electron. Dev. 1983. Vol. ED-30, P. 1366–1368.
- [15] *Ferry D.K.* // J. Appl. Phys. 1979. Vol. 50. P. 1422–1427.