

УДК 621.382

ИЗМЕНЕНИЕ ЗАРЯДОВОГО СОСТОЯНИЯ МОП-СТРУКТУР С РАДИАЦИОННО-ИНДУЦИРОВАННЫМ ЗАРЯДОМ ПРИ СИЛЬНОПОЛЕВОЙ ИНЖЕКЦИИ ЭЛЕКТРОНОВ

© 2023 г. Д. В. Андреев^а, Г. Г. Бондаренко^б, В. В. Андреев^а, *

^аМосковский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана, Калужский филиал, Калуга, 248000 Россия

^бНациональный исследовательский университет “Высшая школа экономики”, Москва, 101000 Россия

*e-mail: vladimir_andreev@bmstu.ru

Поступила в редакцию 29.06.2022 г.

После доработки 15.07.2022 г.

Принята к публикации 15.07.2022 г.

Изучено влияние режимов сильнополевой инжекции электронов на зарядовое состояние и дефектность МОП-структуры (металл–оксид–полупроводник) после радиационного облучения. Показано, что для стирания радиационно-индуцированного положительного заряда, накапливаемого в пленке SiO₂ МОП-структур, необходимо использовать сильнополевую туннельную инжекцию электронов по Фаулеру–Нордгейму при электрических полях, не вызывающих генерацию дырок. Установлено, что стирание радиационно-индуцированного положительного заряда в пленке SiO₂ МОП-структур и генерация новых поверхностных состояний в основном определяются величиной заряда, инжектированного в диэлектрик. Установлено, что при аннигиляции захваченных в SiO₂ дырок в результате взаимодействия с инжектированными электронами наблюдается существенное увеличение количества поверхностных состояний, значительно превышающих количество поверхностных состояний, возникающих при отжиге радиационно-индуцированного заряда при комнатной температуре. Предложена модель, описывающая процесс аннигиляции радиационно-индуцированного положительного заряда при взаимодействии с инжектированными электронами.

Ключевые слова: МОП-структура, радиационно-индуцированный заряд, подзатворный диэлектрик, сильнополевая инжекция, МОП-сенсоры, протонное облучение.

DOI: 10.31857/S1028096023010053, **EDN:** BKNMNM

ВВЕДЕНИЕ

Одним из основных последствий радиационного облучения МОП-приборов (МОП – металл–оксид–полупроводник), влияющих на их работоспособность и определяющих их надежность, является изменение зарядового состояния диэлектрика и границы раздела, сопровождающееся структурными изменениями материалов [1–7]. На изменении зарядового состояния подзатворного диэлектрика при радиационных воздействиях основана работа сенсоров RadFET (Radiation sensing Field Effect Transistor), пороговое напряжение которых обычно пропорционально поглощенной дозе [8–14]. Явления, протекающие после облучения в этих МОП-приборах, привлекают к себе большое внимание в течение последних нескольких десятилетий, поскольку изменение зарядового состояния оксида затвора и эволюция дефектов как в диэлектрической пленке, так и на границе раздела Si–SiO₂ после облучения очень важны для эксплуатации МОП-приборов и сенсоров [8–10]. Совместное воздействие радиационного излучения и сильных электрических полей, а также послерадиационная сильнополевая инжекция носителей заряда в

подзатворный диэлектрик может оказывать существенное влияние на протекающие в МОП-структурах зарядовые процессы. Использование режимов сильнополевой инжекции носителей заряда в подзатворный диэлектрик может существенно расширить возможности МОП-сенсоров радиационных излучений, повысив их дозовую чувствительность и позволяя контролировать интенсивность излучения по измерению ионизационного тока в подзатворном диэлектрике [15–18]. В [11, 19, 20] было показано, что использование сильнополевой туннельной инжекции электронов по Фаулеру–Нордгейму после радиационного облучения позволяет стирать большую часть радиационно-индуцированного положительного заряда, и в результате появляется возможность повторного использования сенсоров RADFET. Однако радиационное облучение и сильнополевая инжекция носителей заряда в подзатворный диэлектрик, особенно при совместном воздействии, могут существенно ускорять возникновение дефектов и деградацию МОП-приборов и сенсоров. Следовательно, крайне важно определить ограничения на радиационные и сильнополевые воздействия, позволяющие корректно эксплуатировать МОП-приборы, в том числе при

совместном или поочередном радиационном и сильнополевом воздействии.

В настоящей работе изучено влияние режимов сильнополевой инжекции электронов по Фаулеру–Нордгейму на стирание радиационно-индуцированного положительного заряда и эволюцию зарядового состояния и дефектов в тонких термических пленках диоксида кремния МОП-приборов.

ОБРАЗЦЫ И МЕТОДЫ

В качестве исследуемых образцов использовали МОП-структуры, изготовленные на кремнии *n*-типа с термическими пленками SiO₂ толщиной 100 нм и алюминиевым затвором [15, 16]. Диоксид кремния толщиной 100 нм получали термическим окислением кремния в атмосфере кислорода при температуре 1000°C с добавлением 3% HCl. Верхние электроды формировали с использованием фотолитографии по алюминиевой пленке, напыленной магнетронным методом. После формирования Al-электродов проводили отжиг в среде азота при температуре 475°C. Такие МОП-структуры были изготовлены промышленным способом и совместимы с технологией изготовления интегральных микросхем серии CD4000. Данная технология также используется для изготовления сенсоров RADFET [12].

Сильнополевую туннельную инжекцию электронов проводили в режиме протекания постоянного тока при положительной полярности металлического электрода с использованием экспериментальной установки, реализованной с использованием прецизионного генератора/измерителя тока/напряжения PXIe-4135, являющегося модулем серии PXI от National Instruments. Основным параметром, характеризующим изменение зарядового состояния диэлектрической пленки МОП-структуры, был сдвиг напряжения на образце во время инжекции (V_1), определяемый при постоянной величине инжекционного тока, протекающего через подзатворный диэлектрик [21, 22]. Для получения дополнительной информации об изменении зарядового состояния МОП-структур применяли метод $C-V$ -характеристик. Основными информативными параметрами, получаемыми из измерения $C-V$, были: напряжение плоских зон (V_{FB}), напряжение середины зоны (V_{MG}) и пороговое напряжение, соответствующее образованию инверсного слоя (V_T).

Облучение протонами проводили на экспериментальной установке, созданной на базе ускорителя, что позволяло использовать потоки протонов с энергией 150–500 кэВ. Один импульс на ускорителе обеспечивал флуенс протонов 10^{10} см^{-2} . Плотность тока протонов составляла $(1-4) \times 10^{-8} \text{ А/см}^2$, что исключало возможность разогрева исследованных образцов. Для облучения МОП-структур гамма-квантами использовали источник Co⁶⁰.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Проведенные ранее исследования воздействия протонного излучения и облучения гамма-квантами [15–18] на аналогичные МОП-структуры показали, что оба вида облучения приводят к накоплению в пленке подзатворного диэлектрика положительного заряда и увеличению плотности ловушек на границе раздела с полупроводником. Сдвиг порогового напряжения, полученный из измерений $C-V$ до дозы 100 крад, был пропорционален дозе облучения [15–17], что позволяет применять эти структуры в качестве сенсоров радиационного излучения. Данные результаты хорошо согласуются с результатами других исследователей аналогичных МОП-приборов [8–12]. Проведение радиационного облучения МОП-структур, находящаяся в режиме сильнополевой инжекции электронов, подробно описано в [15–18] и позволяет значительно увеличить дозовую чувствительность сенсоров и расширить их характеристики.

Одна из основных характеристик МОП-сенсора – это стабильность его показаний во времени после снятия облучения. Эта стабильность в основном определяется релаксацией радиационно-индуцированного положительного заряда при отжиге структуры, который обычно проводится при комнатной температуре [8–12]. На рис. 1 приведены изменения порогового напряжения МОП-структуры и поверхностных состояний при хранении структуры при комнатной температуре после облучения флуенсом протонов $5 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ с энергией 500 кэВ. Близкие к приведенным на рисунке изменения параметров наблюдались при аналогичном хранении МОП-структур, облученных гамма-квантами с дозой около 10 крад. Как видно из рис. 1, при хранении МОП-структур наблюдается постепенное уменьшение сдвига порогового напряжения, что соответствует уменьшению положительного заряда, накопленного в подзатворном диэлектрике в процессе облучения. Основным механизмом отжига положительного заряда является туннельный либо туннельно-термоактивационный обмен зарядами с подложкой [9–12]. Результаты, приведенные на рис. 1, хорошо коррелируют с экспериментальными данными, полученными другими авторами [8–14]. Как видно из рисунка, образование поверхностных состояний продолжается и после прекращения действия излучения в течение всего времени выдерживания структуры, что также согласуется с литературными данными [9–11]. Кривые, характеризующие релаксацию положительного заряда, накопленного в подзатворном диэлектрике при совместном воздействии радиационного излучения и сильных электрических полей, были схожи.

В последнее время для расширения функциональных возможностей МОП-сенсоров и улучшения их метрологических характеристик широко исследуют возможность стирания положительного заряда сильнополевой инжекцией электронов (инжекционный отжиг) и радиационным облуче-

нием при отрицательном смещении на затворе (радиационный отжиг) [11, 19, 20]. Для изучения возможности стирания положительного заряда была использована сильнополевая инжекция электронов из кремния в режиме поддержания постоянного тока в диапазоне 0.1–1 мкА/см². Предварительные исследования необлученных МОП-структур показали, что при данных плотностях инжекционного тока практически не наблюдаются процессы межзонной ударной ионизации в пленке SiO₂ и процесс инжекции дырок из анода. В результате при данных режимах инжекции зарядовое состояние необлученных МОП-структур изменялось незначительно, и этими изменениями можно было пренебречь. Использование режима протекания постоянного сильнополевого инжекционного тока для стирания радиационно-индуцированного положительного заряда в пленке SiO₂ МОП-структур позволяет поддерживать постоянную плотность инжектированного заряда и обеспечивать более быстрый и стабильный режим стирания по сравнению с инжекцией в режиме поддержания постоянного напряжения.

На рис. 2 приведено изменение напряжения ΔV_T на МОП-структуре, содержащей положительный заряд (созданный облучением флуенсом протонов 10¹¹ см⁻²) при сильнополевой туннельной инжекции электронов из кремния в режиме протекания постоянного тока $J_{inj} = 10^{-6}$ А/см² и изменение напряжения плоских зон V_{FB} , измеренные путем прерывания инжекции. Как видно из рисунка, в процессе стирания положительного заряда значительно увеличивается количество поверхностных состояний N_{it} , что хорошо согласуется с теорией генерации новых поверхностных состояний при аннигиляции захваченных дырок в результате взаимодействия с инжектированными электронами, предложенной в [23, 24]. Уменьшение сдвига порогового напряжения в процессе инжекции было небольшим, поскольку аннигиляция положительного заряда компенсировалась ростом количества поверхностных состояний. Кривые, характеризующие изменение зарядового состояния МОП-структуры, содержащей аналогичный радиационно-индуцированный положительный заряд при сильнополевой инжекции электронов в режиме протекания постоянного тока $J_{inj} = 10^{-7}$ А/см², были схожи с кривыми, приведенными на рис. 2. Следовательно, при таких сильнополевых воздействиях стирание положительного заряда и генерация новых поверхностных состояний в основном определяются величиной заряда, инжектированного в диэлектрик. Однако при уменьшении плотности инжекционного тока пропорционально увеличивается время инжекции, что нежелательно с практической точки зрения для МОП-сенсоров радиационного излучения.

Проведение дополнительных исследований позволило сделать вывод, что протонное облучение особенно при больших флуенсах и последующая сильнополевая инжекция электронов созда-

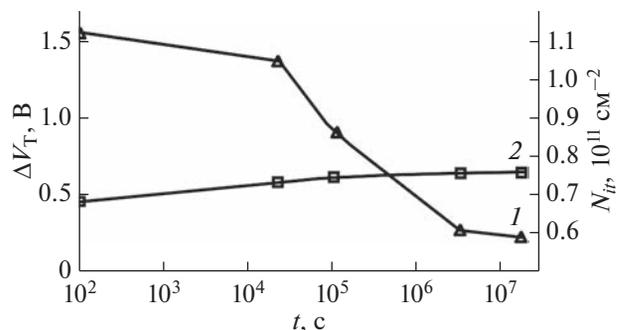


Рис. 1. Зависимость порогового напряжения ΔV_T на МОП-структуре (1), содержащей радиационно-индуцированный положительный заряд, и количества поверхностных состояний N_{it} (2) от времени выдержки (отжига) образцов при комнатной температуре.

ют в объеме пленки SiO₂ электронные ловушки. Следовательно, экспериментальные данные, представленные на рис. 2, характеризуют не только релаксацию положительного заряда, но и частичную компенсацию его отрицательным зарядом электронов, захватываемых в ловушки в процессе инжекции. Именно захватом небольшого количества электронов можно объяснить разницу в смещениях напряжения плоских зон и напряжения во время инжекции постоянным током.

Зонная диаграмма, характеризующая основные физические процессы, которые протекают в МОП-структуре, содержащей положительный заряд, индуцированный радиационным воздействием при его последующем стирании сильнополевой инжекцией электронов, представлена на рис. 3. Как видно из рисунка, в результате радиационной ионизации часть дырок, избежавших рекомбинации и приблизившихся к границе раздела Si–SiO₂, может захватываться в ловушки в объеме SiO₂ у границы с кремнием, создавая положительный заряд Q_p . Дырки захватываются в ловушки, основную часть которых составляют напряженные связи кислородных вакансий O≡Si–Si≡O [1–3]. Захват дырок приводит к разрыву напряженной связи и образованию фиксированного положительного заряда, ответственным за который считают (преимущественно) E'-центры O≡Si–+Si≡O [1–3, 7]. При сильнополевой инжекции электронов из кремния (рис. 3, процесс 1) часть инжектированных электронов взаимодействует с захваченными дырками (процесс 3), приводя к их аннигиляции [23–30]. При аннигиляции части дырок в результате взаимодействия с инжектированными электронами могут генерироваться новые поверхностные состояния (рис. 3, процесс 4). В настоящее время существуют два основных объяснения природы таких поверхностных состояний и механизмов их генерации [24–28]. Первый предполагает участие водорода и его соединений в этих процессах, а второй объясняет происхождение части поверхностных состояний отжигом положительного за-

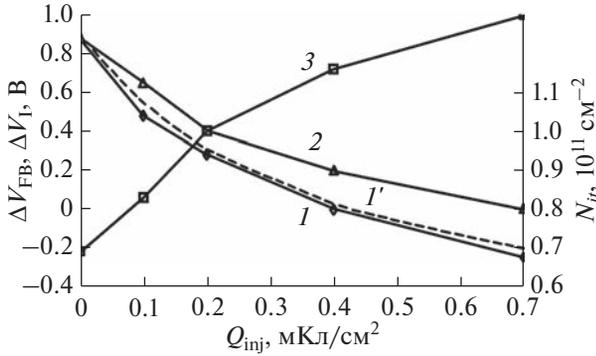


Рис. 2. Зависимость от величины инжектированного заряда: 1 – напряжения ΔV_T на МОП-структуре, содержащей радиационно-индуцированный положительный заряд при последующей сильнополевой туннельной инжекции электронов из кремния в режиме протекания постоянного тока $J_{inj} = 1 \text{ мкА/см}^2$ (1' – теоретически рассчитанная кривая); 2 – напряжения плоских зон в процессе инжекции; 3 – количества поверхностных состояний.

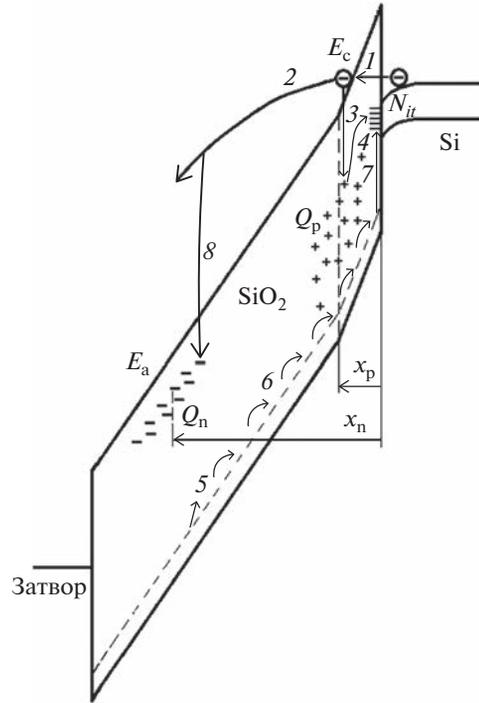


Рис. 3. Зонная диаграмма МОП-структуры с радиационно-индуцированным положительным зарядом, иллюстрирующая основные процессы изменения зарядового состояния: 1 – сильнополевая туннельная инжекция электронов по Фаулеру–Нордгейму; 2 – транспорт и разогрев инжектированных электронов в зоне проводимости SiO₂; 3 – аннигиляция части захваченных дырок в результате взаимодействия с инжектированными электронами; 4 – генерация поверхностных состояний в результате аннигиляции захваченных дырок; 5 – высвобождение водорода; 6 – транспорт водорода; 7 – взаимодействие водорода с дефектами, связанными с поверхностными состояниями; 8 – захват электронов ловушками, созданными излучением и сильнополевой инжекцией электронов.

ряда и структурным преобразованием его в поверхностное состояние (“конверсионные” модели). Водородная модель предполагает активную химическую роль соединений водорода (протонов и атомарного водорода) в генерации поверхностных состояний. В этом случае поверхностные состояния связывают с P_b -центрами и их модификациями. Под действием радиационного облучения часть связанного водорода, находящегося в объеме SiO₂ в виде групп SiH и SiOH, может высвободиться (рис. 3, процесс 5), что приводит к образованию в диэлектрике электронных ловушек [24, 25, 29, 30]. Освобождение водорода может происходить в результате взаимодействия водородных групп с высокоэнергичными инжектированными электронами [24, 25]. Затем соединения водорода перемещаются к границе раздела Si–SiO₂ (рис. 3, процесс 6), где они могут инициировать образование P_b -центров (процесс 7). Часть инжектированных электронов может захватываться в созданные в SiO₂ электронные ловушки (рис. 3, процесс 8), образуя отрицательный заряд Q_n .

В случае, представленном на рис. 3, генерация дырок в результате радиационной и сильнополевой инжекции отсутствует и, следовательно, для определения изменения плотности радиационно-индуцированных дырок в процессе сильнополевой инжекции электронов можно использовать уравнение:

$$q \frac{dp}{dt} = -J_{inj} \sigma_{ep} p, \quad (1)$$

где для определения плотности тока Фаулера–Нордгейма использовано выражение [25]:

$$J_{inj} = AE^2 \exp\left(-\frac{B}{E}\right). \quad (2)$$

Для определения количества поверхностных состояний, генерируемых при аннигиляции захва-

ченных дырок инжектированными электронами, применяли выражение [15, 24]:

$$\frac{dn_{it}^{e-h}}{dt} = \gamma_{e-h} \frac{J_{inj}}{q} \sigma_{ep} p(E, t), \quad (3)$$

где γ_{e-h} – вероятность создания поверхностного состояния путем электронно-дырочной рекомбинации.

Для определения плотности электронов, накапливаемых в объеме подзатворного диэлектрика (рис. 3, процесс 8), использовано следующее уравнение [15–18]:

$$n_t = N_t \left[1 - \exp\left(-\frac{\sigma_t Q_{inj}}{q}\right) \right]. \quad (4)$$

Уравнение сдвига порогового напряжения МОП-структуры при инжекции электронов из кремния в режиме протекания постоянного тока:

$$\Delta V_T = \frac{q}{\epsilon \epsilon_0} \left[p(d_{ox} - x_p) + n_{it}^{e-h} d_{ox} - n_t(d_{ox} - x_n) \right], \quad (5)$$

где σ_{ep} – сечение захвата заполненными дырочными ловушками инжектированных электронов (при аннигиляции части положительного заряда), имеющее полевую зависимость $\sigma_{ep} = b_0 E^{-3}$, где b_0 – параметр модели, N_t и σ_t – плотность и сечение захвата электронных ловушек в объеме диэлектрической пленки, q – заряд электрона, d_{ox} – толщина пленки оксида, $A = 1.54 \times 10^{-6} m_0/m^* \phi_B^{-1}$ [A/V²] и $B = 6.83 \times 10^7 m_0/m^* \phi_B^{3/2}$ [В/см] – постоянные туннельной инжекции по Фаулеру–Нордгейму, m_0 и m^* – масса электрона в вакууме и эффективная масса электрона в диэлектрике, ϕ_B – высота потенциального барьера на инжектирующей границе раздела, $\epsilon\epsilon_0$ – диэлектрическая проницаемость диэлектрика, x_p и x_n – положения центров (относительно границы Si–SiO₂) положительного заряда захваченных в SiO₂ дырок и захваченных электронов соответственно.

Систему уравнений (1)–(5) решали при следующих начальных условиях: $p(0) = p_{rad}$, $n_{it}^{e-h}(0) = n_{it rad}^{e-h}$, где p_{rad} и $n_{it rad}^{e-h}$ – плотность захваченных дырок и количество поверхностных состояний, индуцированных радиационным излучением. Параметры модели, входящие в выражения (1)–(5): $b_0 = 3 \times 10^{-13}$ МВ³/см; $N_t = (0.2–1.2) \times 10^{13}$ см⁻²; $\gamma_{e-h} = 0.3$; $\sigma_t = 1.4 \times 10^{-15}$ см²; $x_p = 6$ нм; $x_n = 60$ нм.

Сдвиг напряжения на МОП-структуре при постоянной плотности тока ΔV_1 в режиме сильнополевой инжекции электронов из кремния можно определить, если использовать уравнение (5) без второго слагаемого (учитывающего генерацию поверхностных состояний). На рис. 2 временная зависимость ΔV_1 , полученная на основе решения уравнений (1)–(5), показана пунктирной линией. Как видно из рисунка, теоретически рассчитанная кривая во всем диапазоне сильнополевой инжекции практически совпадает с экспериментальными данными, что подтверждает корректность предложенной модели. Параметры, входящие в модель, были практически идентичны параметрам, используемым в [15–18], что говорит об универсальности модели, предложенной в [15, 16], и возможности ее применения как для описания генерации положительного заряда, так и для его релаксации при радиационных и/или сильнополевых инжекционных воздействиях.

ВЫВОДЫ

Показано, что для стирания радиационно-индуцированного положительного заряда, накапливаемого в пленке SiO₂ МОП-структур, желателно использовать сильнополевую туннельную инжекцию электронов при электрических полях, не вызывающих генерацию дырок. Установлено, что при аннигиляции захваченных в SiO₂ дырок в результате взаимодействия с инжектированными электронами наблюдается существенное увеличение количе-

ства поверхностных состояний, значительно превышающих количество поверхностных состояний, возникающих при отжиге радиационно-индуцированного заряда при комнатной температуре.

Показано, что стирание радиационно-индуцированного положительного заряда в пленке SiO₂ МОП-структур и генерация новых поверхностных состояний в основном определяются величиной заряда, инжектированного в диэлектрик, и, следовательно, использование режима протекания постоянного инжекционного тока позволяет обеспечить более быстрый и стабильный режим стирания.

Предложена модель, описывающая процесс аннигиляции радиационно-индуцированного положительного заряда при взаимодействии с инжектированными электронами. Показано, что параметры предложенной модели близки к параметрам модели, описывающей накопление положительного заряда в пленке SiO₂ МОП-структур при сильнополевой инжекции электронов по Фаулеру–Нордгейму.

Установлено, что при сильнополевой инжекции в подзатворный диэлектрик МОП-структуры, содержащий радиационно-индуцированный накопленный положительный заряд, только часть этого заряда аннигилирует при взаимодействии с инжектированными электронами. Показано, что при продолжительной инжекции электронов МОП-структур может наблюдаться накопление отрицательного заряда в объеме пленки SiO₂ в результате захвата части инжектированных электронов в ловушки, возникающие в оксиде после радиационного облучения и в процессе сильнополевой инжекции.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования РФ в рамках проекта “Фундаментальные исследования методов цифровой трансформации компонентной базы микро- и наносистем” № 0705-2020-0041.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Oldham T.R., McLean F.B.* // IEEE Trans. Nucl. Sci. 2003. V. 50. P. 483. <https://doi.org/10.1109/TNS.2003.812927>
2. *Schwank J.R., Shaneyfelt M.R., Fleetwood D.M., Felix J.A., Dodd P.E., Paillet P., Ferlet-Cavrois V.* // IEEE Trans. Nucl. Sci. 2008. V. 55. P. 1833. <https://doi.org/10.1109/TNS.2008.2001040>
3. *Fleetwood D.M.* // IEEE Trans. Nucl. Sci. 2018. V. 65. P. 1465. <https://doi.org/10.1109/TNS.2017.2786140>
4. *Hughes H.L., Benedetto J.M.* // IEEE Trans. Nucl. Sci. 2003. V. 50. P. 500. <https://doi.org/10.1109/TNS.2003.812928>
5. *Esqueda I.S., Barnaby H.J., King M.P.* // IEEE Trans. Nucl. Sci. 2015. V. 62. P. 1501. <https://doi.org/10.1109/TNS.2015.2414426>
6. *Murata K., Mitomo S., Matsuda T., Yokoseki T., Makino T., Onoda S., Takeyama A., Ohshima T., Okubo S., Tanaka Y., Kandori M., Yoshie T., Hijikata Y.* // Phys. Stat. Sol. A.

2017. V. 214. P. 1600446.
<https://doi.org/10.1002/pssa.201600446>
7. Fleetwood D.M. // IEEE Trans. Nucl. Sci. 2020. V. 67. P. 1216.
<https://doi.org/10.1109/TNS.2020.2971861>
 8. Holmes-Siedle A., Adams L. // Radiat. Phys. Chem. 1986. V. 28. P. 235.
[https://doi.org/10.1016/1359-0197\(86\)90134-7](https://doi.org/10.1016/1359-0197(86)90134-7)
 9. Pejović M.M. // Radiat. Phys. Chem. 2017. V. 130. P. 221.
<https://doi.org/10.1016/j.radphyschem.2016.08.027>
 10. Ristic G.S., Vasovic N.D., Kovacevic M., Jaksic A.B. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B. 2011. V. 269. P. 2703.
<https://doi.org/10.1016/j.nimb.2011.08.015>
 11. Lipovetzky J., Holmes-Siedle A., Inza M.G., Carbonetto S., Redin E., Faigon A. // IEEE Trans. Nucl. Sci. 2012. V. 59. P. 3133.
<https://doi.org/10.1109/TNS.2012.2222667>
 12. Siebel O.F., Pereira J.G., Souza R.S., Ramirez-Fernandez F.J., Schneider M.C., Galup-Montoro C. // Radiat. Measurements. 2015. V. 75. P. 53.
<https://doi.org/10.1016/j.radmeas.2015.03.004>
 13. Kulhar M., Dhoot K., Pandya A. // IEEE Trans. Nucl. Sci. 2019. V. 66. P. 2220.
<https://doi.org/10.1109/TNS.2019.2942955>
 14. Camanzi B., Holmes-Siedle A.G. // Nature Mater. 2008. V. 7. P. 343.
<https://doi.org/10.1038/nmat2159>
 15. Andreev D.V., Bondarenko G.G., Andreev V.V., Stolyarov A.A. // Sensors. 2020. V. 20. P. 2382.
<https://doi.org/10.3390/s20082382>
 16. Andreev V.V., Maslovsky V.M., Andreev D.V., Stolyarov A.A. // Proc. SPIE. 2019. V. 11022. P. 1102207.
<https://doi.org/10.1117/12.2521985>
 17. Andreev V.V., Bondarenko G.G., Andreev D.V., Stolyarov A.A. // J. Contemp. Phys. (Armenian Acad. Sci.). 2020. V. 55. P. 144.
<https://doi.org/10.3103/S106833722002005X>
 18. Andreev D.V., Bondarenko G.G., Andreev V.V., Maslovsky V.M., Stolyarov A.A. // J. Surf. Invest.: X-ray, Synchrotron Neutron Tech. 2020. V. 14. P. 260.
<https://doi.org/10.1134/S1027451020020196>
 19. Lipovetzky J., Redin E.G., Faigon A. // IEEE Trans. Nucl. Sci. 2007. V. 54. P. 1244.
<https://doi.org/10.1109/TNS.2007.895122>
 20. Peng L., Hu D., Jia Y., Wu Y., An P., Jia G. // IEEE Trans. Nucl. Sci. 2017. V. 64. P. 2633.
<https://doi.org/10.1109/TNS.2017.2744679>
 21. Andreev V.V., Bondarenko G.G., Maslovsky V.M., Stolyarov A.A., Andreev D.V. // Phys. Stat. Sol. C. 2015. V. 12. P. 299.
<https://doi.org/10.1002/pssc.201400119>
 22. Andreev D.V., Maslovsky V.M., Andreev V.V., Stolyarov A.A. // Phys. Stat. Sol. A. 2022. V. 219. P. 2100400.
<https://doi.org/10.1002/pssa.202100400>
 23. Lai S.K. // J. Appl. Phys. 1983. V. 54. P. 2540.
<https://doi.org/10.1063/1.332323>
 24. Arnold D., Cartier E., DiMaria D.J. // Phys. Rev. B. 1994. V. 49. P. 10278.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.49.10278>
 25. Strong A.W., Wu E.Y., Vollertsen R., Sune J., Rosa G.L., Rauch S.E., Sullivan T.D. Reliability Wearout Mechanisms in Advanced CMOS Technologies. Wiley-IEEE Press, 2009. 624 p.
 26. Palumbo F., Wen C., Lombardo S., Pazos S., Aguirre F., Eizenberg M., Hui F., Lanza M. // Adv. Funct. Mater. 2019. V. 29. P. 1900657.
<https://doi.org/10.1002/adfm.201900657>
 27. Wu E.Y. // IEEE Trans. Electron Devices. 2019. V. 66. P. 4523.
<https://doi.org/10.1109/TED.2019.2933612>
 28. Zebrev G.I., Orlov V.V., Gorbunov M.S., Drosdetsky M.G. // Microelectron. Reliab. 2018. V. 84. P. 181.
<https://doi.org/10.1016/j.microrel.2018.03.014>
 29. Andreev D.V., Bondarenko G.G., Andreev V.V., Maslovsky V.M., Stolyarov A.A. // Acta Phys. Pol. A. 2019. V. 136. P. 263.
<https://doi.org/10.12693/APhysPolA.136.263>
 30. Cerbu F., Madia O., Andreev D.V., Fadida S., Eizenberg M., Breuil L., Lisoni J.G., Kittl J.A., Strand J., Shluger A.L., Afanas'ev V.V., Houssa M., Stesmans A. // Appl. Phys. Lett. 2016. V. 108. P. 222901.
<https://doi.org/10.1063/1.495271>

Change in the Charge State of MOS Structures with a Radiation-Induced Charge under High-Field Injection of Electrons

D. V. Andreev¹, G. G. Bondarenko², V. V. Andreev^{1, *}

¹Bauman Moscow State Technical University, The Kaluga Branch, Kaluga, 248000 Russia

²National Research University Higher School of Economics, Moscow, 101000 Russia

*e-mail: vladimir_andreev@bmstu.ru

The influence of high-field electron injection modes on the charge state and defectiveness of metal–oxide–semiconductor (MOS) structures after irradiation is studied. It is shown that to erase the radiation-induced positive charge accumulated in the SiO₂ film of MOS structures, it is necessary to apply high-field Fowler–Nordheim tunnel injection of electrons in electric field that do not cause the hole generation. It has been established that erasure of the radiation-induced positive charge in the SiO₂ film of MOS structure and the generation of new interface traps are mainly determined by the magnitude of the charge injected into the dielectric. It has been found that, upon annihilation of the holes trapped in SiO₂ as a result of the interaction with the injected electrons, a significant increase in the number of the interface traps is observed, which significantly exceeds the number of interface traps arising upon annealing of a radiation-induced positive charge at room temperature. A model is proposed that describes the annihilation of a radiation-induced positive charge upon interaction with injected electrons.

Keywords: MOS structure, radiation-induced charge, gate dielectric, high-field injection, MOS sensors, proton radiation.