

УДК 621.382

НАКОПЛЕНИЕ И СТИРАНИЕ РАДИАЦИОННО-ИНДУЦИРОВАННОГО ЗАРЯДА В МОП-СТРУКТУРАХ

© 2024 г. Д. В. Андреев*

Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана, Калужский филиал, Калуга, 248000 Россия
*e-mail: dmitrii_andreev@bmstu.ru

Поступила в редакцию 28.08.2023 г.

После доработки 30.10.2023 г.

Принято к публикации 30.10.2023 г.

Показано, что при одновременном воздействии на МОП-структуру (МОП – металл–оксид–полупроводник) радиационных излучений и сильнополевой инжекции электронов часть радиационно-индуцированного положительного заряда может стираться при взаимодействии с инжектированными электронами, и плотность поверхностных состояний может увеличиваться. Эти явления необходимо учитывать при эксплуатации МОП-сенсоров радиационных излучений в режимах сильнополевой инжекции заряда. Проанализированы режимы сильнополевой инжекции, используемые для послерадиационного стирания положительного заряда в МОП-сенсорах. Установлено, что для аннигиляции одной дырки (радиационно-индуцированного положительного заряда) необходимо инжектировать в подзатворный диэлектрик $(0.5–2) \times 10^4$ электронов, величина электрического поля практически не влияет на процесс стирания радиационно-индуцированного заряда.

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

DOI: 10.31857/S1028096024060137, **EDN:** DUFDFC

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время для контроля радиационных излучений и особенно поглощенной дозы широко используют сенсоры на основе структур металл–оксид–полупроводник (МОП) [1–10]. В большинстве случаев в качестве таких сенсоров применяют радиационно-чувствительные *p*-канальные МОП-транзисторы, получившие название сенсоров RADFET (Radiation sensing Field Effect Transistor) [1–8]. Под действием ионизирующего излучения в подзатворном диэлектрике таких транзисторов накапливается радиационно-индуцированный положительный заряд в результате захвата дырок, возникающих под действием радиационного излучения. Накопление этого заряда приводит к сдвигу порогового напряжения МОП-транзистора, которое пропорционально поглощенной дозе [2–5]. К достоинствам сенсоров RADFET следует отнести малые размеры, относительно невысокую стоимость, удобство считывания информации, возможность эксплуа-

тации в различных электрических режимах. Эксплуатация таких сенсоров при положительном напряжении на затворе позволяет существенно повысить их дозовую чувствительность [2, 4, 5]. Особый интерес представляет работа МОП-сенсоров в режимах сильнополевой инжекции электронов в подзатворный диэлектрик, при которых существенно расширяются их функциональные возможности, а также появляется возможность стирания радиационно-индуцированного заряда для повторного использования сенсора [4, 11–17]. Вопросы, связанные с изучением накопления и стирания радиационно-индуцированного заряда при совместном или последовательном воздействии радиационного излучения и сильнополевой инжекции электронов, представляют также большой интерес для эксплуатации различных МОП-приборов и интегральных микросхем [18–20].

В настоящей работе изучены процессы накопления и стирания радиационно-индуцированного положительного заряда в МОП-структурах при

одновременном и последовательном воздействии радиационных излучений и сильнополевой инжекции заряда в подзатворный диэлектрик.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ОБРАЗЦЫ И МЕТОДЫ

Образцами для исследования служили МОП-структуры, изготовленные на подложке кремния n -типа проводимости с пленками диоксида кремния толщиной 100 нм, имеющие алюминиевый затвор [11, 15]. SiO_2 был получен термическим окислением кремния в атмосфере сухого кислорода при температуре 1000°C с добавлением 3% HCl . Верхние электроды формировали с использованием фотолитографии по алюминиевой пленке, напыленной магнетронным методом. После формирования алюминиевых электродов был проведен отжиг в среде азота при температуре 475°C . Исследуемые МОП-структуры изготавливали промышленным способом, они были совместимы с технологией изготовления интегральных микросхем серии CD4000. Такая технология также используется для изготовления сенсоров RADFET [11].

Сильнополевую туннельную инжекцию электронов проводили в режиме протекания постоянного тока при положительной полярности алюминиевого электрода на экспериментальной установке, основанной на прецизионном генераторе–измерителе тока/напряжения PXIe-4135, который является модулем серии PXI от компании National Instruments. Ключевым параметром, характеризующим изменение зарядового состояния диэлектрической пленки МОП-структуры, был сдвиг напряжения на образце во время инжекции (V_1), определявшийся при постоянной величине инжекционного тока, протекающего через подзатворный диэлектрик [21, 22]. Для получения дополнительной информации об изменении зарядового состояния МОП-структур был использован метод характеристик $C-V$. В качестве информативного параметра, получаемого из кривых $C-V$, в основном использовали пороговое напряжение (V_{th}), соответствующее образованию инверсного слоя.

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 образцов.

Для исследования влияния α -частиц на МОП-сенсоры образцы подвергали воздействию излучения источника ^{239}Pu . Мощность потока α -частиц составляла $10^{10} \text{ с}^{-1} \cdot \text{см}^{-2}$. Экспериментальные образцы, как правило, располагались на расстоянии в несколько миллиметров от источника излучения. Для облучения МОП-структур гамма-квантами использовали источник Co^{60} .

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Ранее на основе проведенных исследований была предложена модель, описывающая накопление радиационно-индуцированного положительного заряда в МОП-структурах при совместном или последовательном воздействии ионизирующих излучений и сильнополевой инжекции электронов в подзатворный диэлектрик [11–15]. Согласно данной модели основной информационный параметр, получаемый от МОП-сенсора радиационных излучений, – сдвиг порогового напряжения, характеризующий изменение зарядового состояния подзатворного диэлектрика в результате радиационных и сильнополевых воздействий [11, 15]:

$$\Delta V_{th} = \frac{q}{\epsilon\epsilon_0} \left[p(d_{ox} - x_p) + n_{it}d_{ox} \right], \quad (1)$$

где V_{th} – пороговое напряжение, определяемое из характеристик $C-V$ или $I-V$ и соответствующее образованию инверсного канала, q – заряд электрона, $\epsilon\epsilon_0$ – диэлектрическая проницаемость диэлектрика, p – плотность дырок, d_{ox} – толщина слоя оксида, x_p – положение центроида (относительно границы Si-SiO_2) положительного заряда в SiO_2 , n_{it} – количество поверхностных состояний, складывающееся из двух составляющих – поверхностных состояний, генерируемых радиационным излучением (n_{it}^{rad}), и поверхностных состояний, возникающих вследствие аннигиляции захваченных в подзатворном диэлектрике дырок с инжектированными электронами ($n_{it}^{e-h} = \gamma_{e-h} J_{inj} q^{-1} \sigma_{ep} p(E, t)$), где γ_{e-h} – вероятность создания поверхностного состояния электронно-дырочной рекомбинацией) [15].

Для определения плотности дырок, накапливаемых в подзатворном диэлектрике при совместном или последовательном воздействии радиационного излучения и сильнополевой инжекции электронов, использовано следующее выражение [12, 15, 23]:

$$q \frac{dp}{dt} = (J_{inj} \alpha + J_{rad}) \sigma_p (N_p - p) - J_{inj} \sigma_{ep} p. \quad (2)$$

Для нахождения плотности тока, создаваемого ионизирующим излучением, применена формула [9–12, 15]:

$$J_{\text{rad}} = qY(E)K_g d_{\text{ox}} I_{\text{rad}}. \quad (3)$$

Для определения плотности сильнополевой инжекционного тока по Фаулеру–Нордгейму использована зависимость [11, 15]:

$$J_{\text{inj}} = AE_c^2 \exp\left(-\frac{B}{E_c}\right), \quad (4)$$

где α – коэффициент ионизации в пленке SiO_2 при сильнополевой инжекции, σ_p – сечение захвата дырочных ловушек, N_p – плотность дырочных ловушек, σ_{ep} – сечение захвата заполненными дырочными ловушками инжектированных электронов (при аннигиляции части положительного заряда), подчиняющееся полевой зависимости $\sigma_{ep} = b_0 E^{-3}$, где b_0 – параметр модели, $Y(E)$ – выход заряда при облучении (доля дырок, избежавших рекомбинации), E – электрическое поле на катоде, K_g – количество электронно-дырочных пар на единицу дозы и объема SiO_2 ($8 \times 10^{12} \text{ см}^{-3} \cdot \text{рад}^{-1}$ (SiO_2) пар), I_{rad} – интенсивность облучения, $A = 1.54 \times 10^{-6} m_0/m^* \phi_B^{-1} [\text{A}/\text{B}^2]$ и $B = 6.83 \times 10^7 m_0/m^* \phi_B^{3/2} [\text{B}/\text{см}]$ – постоянные туннельной инжекции по Фаулеру–Нордгейму [18], m_0 и m^* – масса электрона в вакууме и эффективная масса электрона в диэлектрике, ϕ_B – высота потенциального барьера на инжектирующей границе раздела.

Ранее было показано, что режим сильнополевой инжекции электронов можно использовать для повышения дозовой чувствительности МОП-сенсоров [11–14]. В этом случае необходимо учитывать процесс аннигиляции части радиационно-индуцированного заряда дырок при взаимодействии с инжектированными электронами. Этот эффект наиболее существенен при низкоинтенсивном излучении, когда плотность $J_{\text{rad}} \ll J_{\text{inj}}$. Для оценки этого эффекта использовали систему уравнений (1)–(4), параметры в которой были определены из ранее полученных экспериментальных данных [11–15]. На рис. 1 приведены рассчитанные зависимости сдвига порогового напряжения МОП-сенсора от дозы при различной интенсивности излучения. Кривая 1 получена при воздействии только ионизирующего излучения, а кривые 2, 3 – при одновременном воздействии ионизирующего излучения и сильнополевой инжекции электронов с различной плотностью тока. Как видно из рис. 1, при низкоинтенсивном излучении большая часть радиационно-

индуцированного положительного заряда может стираться в результате взаимодействия с инжектированными электронами. Следовательно, при контроле низкоинтенсивных излучений МОП-сенсор желательно использовать в электрических режимах, не приводящих к инжекции электронов в диэлектрик.

В [4, 15–17] было показано, что сильнополевую туннельную инжекцию электронов в подзатворный диэлектрик можно использовать для стирания радиационно-индуцированного положительного заряда, что позволяет повторно использовать МОП-сенсор для контроля поглощенной дозы. На рис. 2 показано изменение порогового напряжения ΔV_{th} на МОП-сенсоре, содержащем радиационно-индуцированный положительный заряд от времени выдерживания (отжига) образцов. Как видно из рисунка, при сильнополевой инжекции электронов стирание

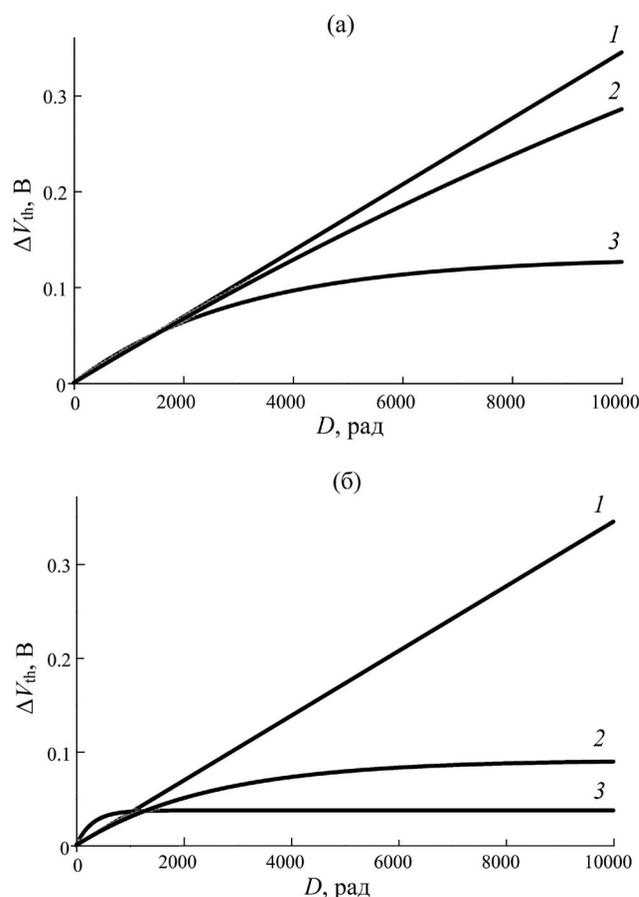


Рис. 1. Зависимость сдвига порогового напряжения МОП-сенсора от дозы при интенсивности излучения 10 (а), 1 рад/с (б) и воздействии только ионизирующего излучения (1), а также при одновременном воздействии ионизирующего излучения и сильнополевой инжекции электронов с плотностью тока 0.1 (2) и 1 мкА/см² (3).

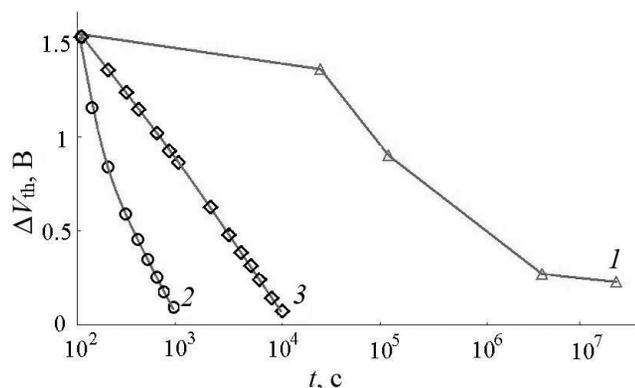


Рис. 2. Изменение порогового напряжения ΔV_{th} на МОП-сенсоре, содержащем радиационно-индуцированный положительный заряд, в зависимости от времени выдерживания (отжига) образцов при замыкании затвора на подложку (1), а также при сильнополевой инжекции электронов из кремния с плотностью тока 1 (2) и 0.1 мкА/см² (3).

радиационно-индуцированного положительного заряда пропорционально величине инжектированного заряда и при плотности тока 1 мкА/см² имеет длительность менее 1000 с. Использование более высоких плотностей инжекционного тока за счет термализации горячих электронов может приводить к генерации положительного заряда [18–20, 23, 24], частично добавляемого к радиационно-индуцированному, что значительно усложнит анализ изменения зарядового состояния и будет препятствовать стиранию положительного заряда.

Стирание радиационно-индуцированного положительного заряда в МОП-структурах путем сильнополевой туннельной инжекции электронов частично рассматривали в [4, 16, 17]. Однако в этих работах сильнополевую инжекцию электронов в диэлектрик использовали в режиме поддержания постоянного напряжения на структуре, что приводило к изменению режимов инжекции при релаксации положительного заряда, которое не рассматривали. При уменьшении положительного заряда наблюдается увеличение высоты потенциального барьера на инжектирующей границе раздела и, как следствие, уменьшение плотности инжекционного тока [18, 22]. В результате может существенно возрастать время, необходимое для стирания положительного заряда. Следовательно, сильнополевая инжекция в режиме поддержания постоянного инжекционного тока, при котором напряжение на МОП-структуре автоматически изменяется, компенсируя изменение высоты потенциального барьера на инжектирующей границе раздела при стирании части положительного заряда, более предпочтительна [15].

Для исследования эволюции радиационно-индуцированных дефектов как в диэлектрической пленке, так и на границе раздела Si–SiO₂ при последующей сильнополевой инжекции электронов с использованием предложенной модели были рассчитаны изменения плотности дырок в пленке SiO₂ и количество вновь образовавшихся поверхностных состояний (n_{it}^{e-h}) в зависимости от плотности инжектированных электронов (рис. 3). Параметры модели в уравнениях (1)–(4) были определены из экспериментальных данных, приведенных в [11, 15]. Как видно из рис. 3, для стирания радиационно-индуцированного положительного заряда необходимо инжектировать на четыре порядка больший заряд электронов. Расчеты показывают, что для аннигиляции одной дырки необходимо инжектировать $(0.5–2) \times 10^4$ электронов. Дырочные ловушки, представляющие собой кислородные вакансии, сравнительно глубокие [23–27], и рекомбинировать с захваченными на них дырками могут только инжектированные электроны высокой энергии, соответствующие хвостам распределения плотности электронов [23, 24]. Поэтому для аннигиляции дырки необходимо инжектировать сравнительно большое количество электронов. Следует отметить, что при аннигиляции дырки E'-центр (образовавшийся в результате захвата дырки [15]) может переходить в нейтральное состояние без возрождения первоначальной кислородной вакансии. Этим можно объяснить уменьшение количества дырочных ловушек, наблюдавшееся при повторном облучении, что также отмечали и другие исследователи [16]. Таким образом, захват дырки в дефект, связанный с кислородной вакансией, и ее последующая аннигиляция приводят к частичной перестройке структуры диэлектрической пленки.

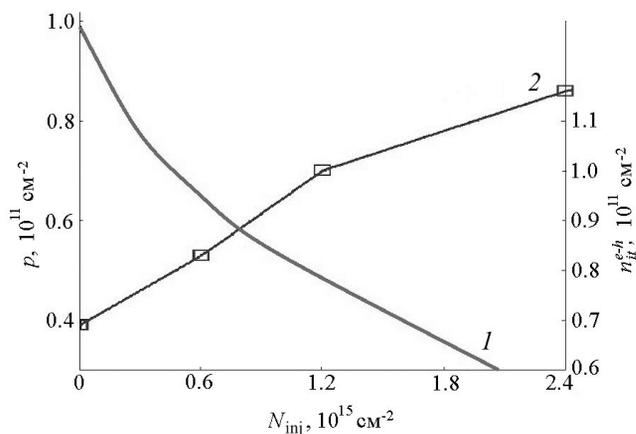


Рис. 3. Зависимость плотности дырок, захваченных в подзатворном диэлектрике, (1) и количества вновь созданных поверхностных состояний (2) от плотности инжектированных электронов.

Из данных, приведенных на рис. 3, видно, что для генерации одной поверхностной ловушки необходима аннигиляция четырех–шести дырок (параметр модели γ_{e-h} находится в диапазоне 0.15–0.25). Близкие значения вероятности создания дефектов на границе раздела Si–SiO₂ наблюдались и при аннигиляции положительного заряда, созданного в подзатворном диэлектрике сильнополевой инжекцией электронов в относительно сильных электрических полях ($E = 9–11$ МВ/см) [24]. Этот факт говорит об идентичности дефектов, ответственных за накопление дырок в пленке подзатворного диэлектрика как при воздействии радиационных излучений, так и при сильнополевой инжекцией электронов, сопровождающейся термализацией горячих электронов с образованием дырок [18, 23, 24]. Сравнение данных, приведенных на рис. 2, показывает, что в отсутствие сильнополевой инжекции аннигиляция радиационно-индуцированного дырочного заряда происходит в результате взаимодействия с туннельными электронами, энергия которых существенно меньше, чем при сильнополевой инжекции. Этим можно объяснить существенно меньшую величину ловушек, возникающих на границе раздела при отжиге положительного заряда путем выдерживания МДП-структуры при комнатной температуре без сильнополевой инжекции электронов (рис. 2). Этот результат подтверждает предложенный механизм генерации ловушек на границе раздела в результате выделения энергии при аннигиляции дырки с инжектированными электронами. Как видно из рис. 3, количество вновь созданных поверхностных состояний на участке, где дырочный заряд большой по величине, практически совпадает с экспериментальными данными [15]. При существенном снижении концентрации захваченных дырок теоретически рассчитанное количество ловушек, генерируемых на границе раздела, немного ниже, чем в [15]. По-видимому, на этом участке необходимо также учитывать механизм генерации поверхностных состояний за счет высвобождения водорода в объеме оксида, наблюдающегося при термализации инжектированных электронов [18, 23].

Таким образом, с использованием предложенной модели можно определить оптимальные режимы сильнополевой инжекции электронов для стирания радиационно-индуцированного положительного заряда в МОП-сенсорах с учетом минимизации времени инжекции и их зарядовой деградации. Полученные результаты могут быть использованы для расширения функциональных возможностей МОП-сенсоров радиационных

излучений и определения условий их многократного использования.

ВЫВОДЫ

Показано, что при низкоинтенсивном радиационном излучении работа МОП-сенсора в режиме сильнополевой инжекции электронов в диэлектрик может приводить к стиранию существенной доли радиационно-индуцированного положительного заряда за счет аннигиляции дырок при взаимодействии с инжектированными электронами. Стирание радиационно-индуцированного положительного заряда, накопленного в результате радиационного облучения, путем последующей сильнополевой по Фаулеру–Нордгейму инжекции электронов в подзатворный диэлектрик можно осуществлять за время меньше 1000 с.

Установлено, что для аннигиляции одной дырки радиационно-индуцированного положительного заряда необходимо инжектировать в подзатворный диэлектрик $(0.5–2) \times 10^4$ электронов. Величина электрического поля, при которой проводится сильнополевая инжекция электронов, практически не влияет на процесс стирания радиационно-индуцированного заряда, если она не приводит к сильнополевой генерации дырок.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования РФ в рамках Госзадания FSFN-2024-0027.

Конфликт интересов. Автор заявляет, что у него нет конфликта интересов

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *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)
2. *Pejović M.M.* // Radiat. Phys. Chem. 2017. V. 130. P. 221. <https://doi.org/10.1016/j.radphyschem.2016.08.027>
3. *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>
4. *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>
5. *Ristic G.S., Ilic S.D., Andjelkovic M.S., Duane R., Palma A.J., Lalena A.M., Krstic M.D., Jaksic A.B.* // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A. 2022. V. 1029. P. 166473. <https://doi.org/10.1016/j.nima.2022.166473>

6. *Siebel O.F., Pereira J.G., Souza R.S., Ramirez-Fernandez F.J., Schneider M.C., Galup-Montoro C.* // *Radiat. Meas.* 2015. V. 75. P. 53.
<https://doi.org/10.1016/j.radmeas.2015.03.004>
7. *Kulhar M., Dhoot K., Pandya A.* // *IEEE Trans. Nucl. Sci.* 2019. V. 66. P. 2220.
<https://doi.org/10.1109/TNS.2019.2942955>
8. *Camanzi B., Holmes-Siedle A.G.* // *Nature Mater.* 2008. V. 7. P. 343.
<https://doi.org/10.1038/nmat2159>
9. *Oldham T.R., McLean F.B.* // *IEEE Trans. Nucl. Sci.* 2003. V. 50. P. 483.
<https://doi.org/10.1109/TNS.2003.812927>
10. *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>
11. *Andreev D.V., Bondarenko G.G., Andreev V.V., Stolyarov A.A.* // *Sensors.* 2020. V. 20. P. 2382.
<https://doi.org/10.3390/s20082382>
12. *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>
13. *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>
14. *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>
15. *Andreev D.V., Bondarenko G.G., Andreev V.V.* // *J. Surf. Invest.: X-ray, Synchrotron Neutron Tech.* 2023. V. 17. P. 48.
<https://doi.org/10.1134/S1027451023010056>
16. *Lipovetzky J., Redin E.G., Faigon A.* // *IEEE Trans. Nucl. Sci.* 2007. V. 54. P. 1244.
<https://doi.org/10.1109/TNS.2007.895122>
17. *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>
18. *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.
19. *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>
20. *Wu E.Y.* // *IEEE Trans. Electron Devices.* 2019. V. 66. P. 4523.
<https://doi.org/10.1109/TED.2019.2933612>
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. *Arnold D., Cartier E., DiMaria D.J.* // *Phys. Rev. B.* 1994. V. 49. P. 10278.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.49.10278>
24. *Lai S.K.* // *J. Appl. Phys.* 1983. V. 54. P. 2540.
<https://doi.org/10.1063/1.332323>
25. *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>
26. *Fleetwood D.M.* // *IEEE Trans. Nucl. Sci.* 2020. V. 67. P. 1216.
<https://doi.org/10.1109/TNS.2020.2971861>
27. *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>

Accumulation and Erase of Radiation-Induced Charge in MOS Structures

D. V. Andreev *

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

**e-mail: dmitrii_andreev@bmsu.ru*

It is shown that when a MOS (metal–oxide–semiconductor) structure is simultaneously exposed to radiation and high-field injection of electrons, part of the radiation-induced positive charge can be erased when interacting with injected electrons, and the density of surface states can increase. These phenomena must be taken into account when operating MOS radiation sensors in high-field charge injection modes. High-field injection modes used for post-radiation erase of positive charge in MOS sensors are analyzed. It has been established that to annihilate one hole (radiation-induced positive charge), it is necessary to inject $(0.5–2) \times 10^4$ electrons into the gate dielectric; the magnitude of the electric field has almost no effect on the process of erasing the radiation-induced charge.

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