

05; 06; 12

КОЛИЧЕСТВЕННАЯ МОДЕЛЬ НАКОПЛЕНИЯ ЗАРЯДА В МДП ТРАНЗИСТОРАХ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ИОНИЗИРУЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ

В. Д. Ахметов, В. В. Болотов, А. В. Вишняков

Экспериментально исследовано изменение порогового напряжения p -канальных МДП транзисторов от дозы облучения электронами. Создана количественная модель, описывающая накопление заряда в окисле и изменение порогового напряжения для случаев: 1) однородного распределения ловушек по толщине окисла, 2) неоднородного распределения в виде слоя на границе Si—SiO₂, 3) неоднородного распределения в виде двух слоев ловушек на границах Si—SiO₂, Al—SiO₂. Из сравнения результатов эксперимента с расчетом показано, что наилучшее согласие достигается для случая однослойного или двухслойного распределения ловушек. Определены кинетические коэффициенты, описывающие накопление заряда в окисле.

В настоящее время получены многочисленные экспериментальные данные о накоплении заряда и генерации поверхностных состояний в МДП системах под действием ионизирующего излучения [1, 2]. Развита качественные представления о процессах, обуславливающих названные явления. Сюда в первую очередь относятся генерация электронно-дырочных пар в диэлектрике, диффузионно-дрейфовое перемещение созданных носителей, их захват на ловушки [3].

В то же время задачи прогнозирования поведения МДП приборов в условиях радиации требуют разработки количественного подхода в описании экспериментальных результатов.

Целью настоящей работы являлось создание количественной модели радиационных процессов в МДП системах, адекватно описывающей экспериментальные данные по изменению порогового напряжения МДП транзисторов при различных режимах облучения.

Исследуемые приборы представляли собой тестовые p -канальные МДП транзисторы, изготовленные на кремнии n -типа КЭФ-4,5 с ориентацией (100), с окислом толщиной ≈ 500 Å, выращенном при 900 °C во влажной атмосфере с добавлением HCl, прошедшим послеокислительный отжиг в атмосфере Ag 1 $\frac{1}{2}$ ч при 900 °C. Затвор напылялся из Al толщиной ≈ 0.5 мкм. Постметаллизационный отжиг проводился в атмосфере Ag при 475 °C в течение 30 мин. Транзисторы облучались на циклическом ускорителе электронами с энергией 3.5 МэВ и средней плотностью пучка 0.2 мкА/см² при комнатной температуре. В ходе облучения на затвор подавалось постоянное напряжение V_{GR} относительно истока, стока и подложки, закороченных между собой. Наряду с облучением при $V_{GR} = \text{const}$ проводились также облучения с переключением V_{GR} от одного значения до другого по мере набора дозы. Пороговое напряжение МДП транзистора определялось из измерений проходной характеристики при комнатной температуре в области насыщения из формулы $I_c = \alpha/2 (V - V_T)^2$, где I_c — ток стока, V — напряжение на затворе, V_T — пороговое напряжение, α — коэффициент пропорциональности.

Проходная характеристика регистрировалась примерно через 10 с после прекращения облучения. Затем облучение продолжалось до получения новой дозы.

На рис. 1 приведены экспериментальные дозовые зависимости ΔV_T МДП транзисторов, облученных как при различных фиксированных V_{GR} , так и

при V_{GR} , скачкообразно изменяющихся в процессе облучения. Каждая кривая получена усреднением данных по 3—4 транзисторам. Разброс экспериментальных точек составлял 0.07—0.15 В на начальных участках дозовых зависимостей и увеличивался до ~ 0.65 В при максимальных дозах облучения. Кривая $1a$ соответствует переключению V_{GR} от 10 В к 0 при дозе $11.3 \cdot 10^{14}$ см $^{-2}$, кривая $1b$ — переключению V_{GR} от 10 к -10 В при дозе $3.8 \cdot 10^{14}$ см $^{-2}$. Из кривых $1a$ и $1b$ видно, что после переключения V_{GR} от значения V_{GR}^0 до V_{GR}^1 пороговое напряжение принимает значение, близкое к тому, что наблюдается для случая облучения с фиксированным $V_{GR} = V_{GR}^1$.

Отметим две особенности кинетики накопления заряда: 1) при больших дозах скорость изменения сильно уменьшается; 2) наименьшее значение в области доз, меньших $5 \cdot 10^{14}$ см $^{-2}$, достигается при $V_{GR} \approx -3$ В.

В предложенной модели учитываются следующие физические процессы, приводящие к накоплению заряда в окисле [3]. Облучение SiO $_2$ высокоэнергетичными электронами приводит к генерации электронно-дырочных пар.

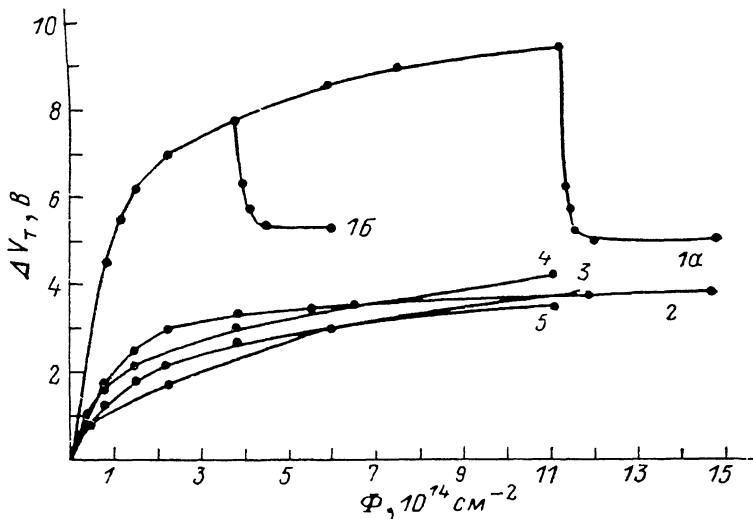


Рис. 1. Дозовые зависимости изменения порогового напряжения. Эксперимент.
 V_{GR} , В: 2 — 0, 3 — 3, 4 — 10, 5 — 1.

Используя для электронов с энергией 3.5 МэВ расчеты Митчела и Уилсона [4] для энергетических потерь $dE/dx = 4 \cdot 10^{-4}$ МэВ/мкм и считая энергию образования электронно-дырочной пары равной примерно 18 эВ [5], получим для скорости образования электронно-дырочных пар $dn/d\Phi = 2.5 \cdot 10^5$ см $^{-1}$, где n — концентрация родившихся пар, Φ (см $^{-2}$) — поток высокоэнергетичных электронов. Это означает, что в среднем на длине 420 Å высокоэнергетичный электрон рождает одну электронно-дырочную пару. В модели предполагается, что вторичные электроны и дырки достаточно быстро термализуются, поэтому их распределение описывается в диффузионно-дрейфовом приближении. Изменение порогового напряжения определяется захватом подвижных носителей на ловушки для дырок, расположенные в объеме диэлектрика. Захваченная дырка может прорекомбинировать со вторичным электроном, переводя ловушку в исходное нейтральное состояние. Из экспериментальных данных по зависимости накопленного заряда после облучения следует, что захваченный на ловушки заряд может достаточно долго сохраняться. Поэтому в модели пренебрегается как термическим выбросом дырок с ловушки, так и инжекцией электронов и дырок в окисел.

Нами в отличие от работы [3] использовано приближение постоянного поверхностного потенциала, что представляется оправданным при значительных величинах электрических полей в окисле вблизи границы Si—SiO $_2$. Учет изменения поверхностного потенциала приведет, очевидно, к уменьшению

напряжения, приложенного к диэлектрику в режиме инверсии примерно на 1 В. Это изменение достаточно мало, и мы им пренебрегли.

При выполнении вышеперечисленных приближений система уравнений, описывающая процесс, имеет вид

$$\frac{\partial p_T}{\partial t} = \gamma_p p (N - p_T) - \gamma_n \mu_p p_T, \quad (1)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D_n \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} + \mu_n \frac{\partial (En)}{\partial x} + g - \gamma_n n p_T = 0, \quad (2)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = D_p \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} - \mu_p \frac{\partial (Ep)}{\partial x} + g - \gamma_p p (N - p_T) = 0, \quad (3)$$

$$\frac{\partial E}{\partial x} = \frac{q}{\epsilon_0 \epsilon} p_T, \quad (4)$$

$$\int_0^{x_D} E(x, t) dx = -V_{GR}. \quad (5)$$

Координата X отсчитывается от границы Al—SiO₂. Здесь $N(X)$ концентрация ловушек; $p_T(x, t)$ — концентрация захваченных дырок; $n(x, t)$ — концентрация свободных электронов; $p(x, t)$ — концентрация свободных дырок; g — темп генерации электронно-дырочных пар; X_D — толщина диэлектрика; D_n , D_p , μ_n , μ_p , γ_n , γ_p — коэффициенты диффузии, подвижности и захвата для электронов и дырок соответственно.

Приближение квазистационара $\partial n/\partial t = 0$, $\partial p/\partial t = 0$ в уравнениях (2), (3) справедливо ввиду малости времени пролета носителей через диэлектрик τ по сравнению с характерным временем накопления заряда в диэлектрике $\sim 1-100$ с. Оценка из соотношения $\tau = X_D/\mu E$ при $E = 10^6$ В/см с привлечением данных по μ из [6] дает $\tau = 3 \cdot 10^{-13}$ с для электронов и $\tau = 10^{-6}$ с для дырок. Неучет вклада заряда n и p в уравнении Пуассона (4) правомерен в приближении малой интенсивности облучения, когда концентрации свободных носителей малы по сравнению с концентрацией заряда на ловушках и существенно не изменяют электрическое поле. Как будет показано ниже, во многих практически встречающихся случаях это приближение справедливо.

Система (1)–(5) дополняется условиями равенства нулю концентрации свободных носителей на границах. Это соответствует очень сильному полю потенциального барьера на границах Si—SiO₂ и Al—SiO₂.

Условия $n_{\text{surf}} = 0$ и $p_{\text{surf}} = 0$ являются частным случаем граничных условий, использованных в работе [3]. Критерием их применимости является малость электрического поля в диэлектрике на границах Si—SiO₂, Al—SiO₂ по сравнению с эффективным полем потенциального барьера $E_{\text{эфф}} = \Delta U/a$, где ΔU — величина энергетического барьера и a — его ширина. Для $\Delta U = 4$ эВ и $a = 4$ Å $E_{\text{эфф}} = 10^8$ В/см, что почти на два порядка больше полей в диэлектрике.

Как будет показано ниже, изменение порогового напряжения, получаемое из решения системы (1)–(5) 1) не зависит от интенсивности облучения, а только от поглощенной дозы и 2) зависит не от γ_n , γ_p , μ_n , μ_p по отдельности, а от отношений γ_n/μ_n и γ_p/μ_p .

Действительно, вводя для уравнений (2) и (3) новые переменные n_1 и p_1 по формулам $n = (g/\mu_n)n_1$, $p = (g/\mu_p)p_1$ для n_1 получим уравнение

$$\frac{kT}{q} \frac{\partial^2 n_1}{\partial x^2} + \frac{\partial (En_1)}{\partial x} + 1 - \frac{\gamma_n}{\mu_n} p_T n_1 = 0.$$

Отсюда видно, что n_1 зависит от отношения γ_n/μ_n , а не от γ_n и μ_n по отдельности, т. е. $n = (g/\mu_n)n_1(\gamma_n/\mu_n, x, t)$. Аналогично из уравнения (3) получается $p = (g/\mu_p)p_1(\gamma_p/\mu_p, x, t)$. Подставляя это выражение в уравнение (1), получаем

$$\frac{1}{g} \frac{\partial p_T}{\partial t} = \frac{\gamma_p}{\mu_p} p_1 \left(\frac{\gamma_p}{\mu_p} \right) (N - p_T) - \frac{\gamma_n}{\mu_n} n_1 \left(\frac{\gamma_n}{\mu_n} \right) p_T.$$

Из полученного кинетического уравнения, учитывая, что в правой части уравнения (4) стоит только концентрация захваченных дырок, следуют свойства 1 и 2.

Уменьшение числа независимых параметров позволяет существенно ускорить процедуру подгонки расчетных зависимостей под эксперимент до достижения наилучшего согласия. Среднее время подгонки и нахождения наилучших значений параметров составляло примерно 30—60 мин на ЭВМ БЭСМ-6. Для нахождения численного решения в нашей работе использовалась разностная схема, аналогичная предложенной в [7].

Полученные результаты

В работе [6] приводятся следующие значения коэффициентов диффузии, коэффициентов захвата для свободных носителей и концентраций ловушек: $D_p=10^{-7}$ см²/с, $D_n=0.5$ см²/с, $\gamma_p=10^{-14}$ см³/с, $\gamma_n=10^{-7}$ см³/с, $N=10^{18}$ см⁻³.

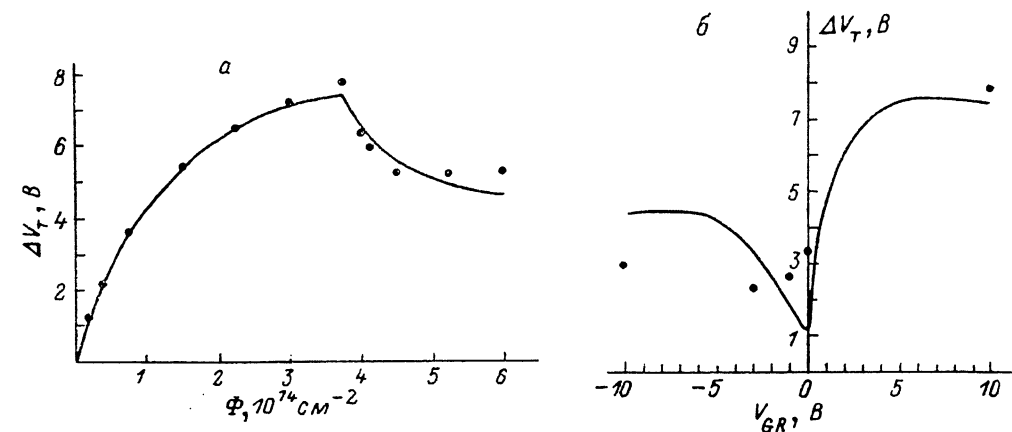


Рис. 2.

a — результат сравнения расчета (линия) и эксперимента (точки), однородное распределение ловушек; *b* — изменение порогового напряжения. Сплошная кривая — расчет для однородного распределения, значения параметров те же, что и на рис. 2, *a*.

Таким образом, $\gamma_n/\mu_n=0.5 \cdot 10^{-8}$ В/см, $\gamma_p/\mu_p=0.25 \cdot 10^{-8}$ В/см. При плотности тока пучка 0.2 МкА/см² и энергии электронов 3.5 МэВ средняя скорость образования электронно-дырочных пар равна $3 \cdot 10^{17}$ см⁻³/с.

Численный расчет распределения свободных носителей с представленными выше значениями коэффициентов показывает, что концентрации дырок и электронов не превышают 10^{13} и 10^8 см⁻³ соответственно как для однородного по толщине диэлектрика распределения ловушек, так и для ловушек, распределенных вблизи одной из границ (характерная толщина слоя ловушек бралась равной 200 и 40 Å). Таким образом, концентрация свободных носителей на много порядков меньше концентрации заряда на ловушках. Поэтому, очевидно, можно пренебречь как вкладом n и p в уравнение Пуассона, так и прямой рекомбинацией электронов и дырок.

Сравнение результатов расчета с экспериментом проводилось следующим образом: бралась кривая 1*a* или 1*b* на рис. 1 и с помощью подгонки величин γ_p/μ_p , γ_n/μ_n , N минимизировалась сумма квадратов отклонений для этой кривой. Затем полученные «наилучшие параметры» использовались для расчета дозовых зависимостей $\Delta V_T(\Phi)$ при других значениях $V_{GR}=\text{const}$ во время облучения.

Используя кривую 1*b* на рис. 1 в качестве исходной для получения параметров и предполагая распределение ловушек однородным по толщине диэлектрика, из сопоставления расчета с экспериментом (рис. 2, *a*) были получены величины: $\gamma_p/\mu_p=1.9 \cdot 10^{-8}$ В·см, $\gamma_n/\mu_n=1.1 \cdot 10^{-8}$ В·см, $N=1.9 \cdot 10^{18}$ см⁻³.

На рис. 2, б представлена расчетная зависимость $\Delta V_T(V_{GR})$ ухода порогового напряжения при дозе $3.8 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ в зависимости от напряжения на затворе при облучении (там же точками показаны экспериментальные данные по уходу порогового напряжения при той же дозе). Наибольшие расхождения расчета и эксперимента, как видно из рис. 2, б, наблюдаются при отрицательных значениях V_{GR} . Среднеквадратичное отклонение расчетных кривых от массива экспериментальных данных на рис. 1 составило 1.2 В. Расхождения расчета и эксперимента могут быть связаны с неоднородностью распределения ловушек по толщине диэлектрика. Так, в работе [8] наблюдалась локализация заряда вблизи границы Si—SiO₂ на расстояниях до 70—80 Å. Для выяснения влияния неоднородностей распределения ловушек на соответствие результатов расчета эксперименту был проведен расчет в предположении локализации ловушек в слое вблизи границы Si—SiO₂ для нескольких толщин слоя ловушек d .

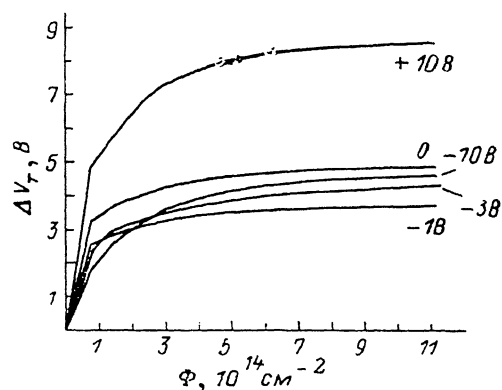
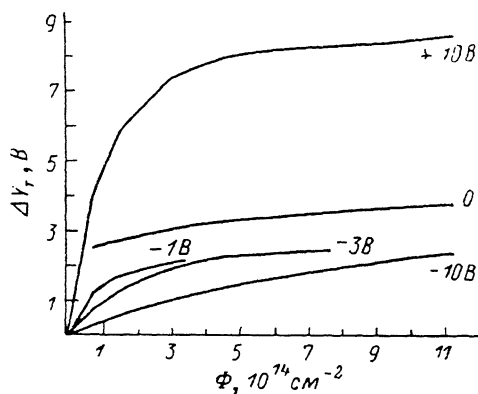


Рис. 3. Результаты расчета дозовых зависимостей порогового напряжения для неоднородного распределения ловушек вблизи границы с кремнием.

Толщина слоя ловушек 40 Å, $\gamma_p/\mu_p = 2.25 \cdot 10^{-7}$; В·см, $\gamma_n/\mu_n = 10^{-9}$ В·см, $N = 9.3 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$.

Рис. 4. Результаты расчета дозовых зависимостей порогового напряжения для двухслойного распределения ловушек, толщина обоих слоев 40 Å.

$\gamma_p/\mu_p = 2.2 \cdot 10^{-8}$ В·см, $\gamma_n/\mu_n = 0.9 \cdot 10^{-8}$ В·см, $N_{(\text{Si}-\text{SiO}_2)} = 9.4 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$, $N_{(\text{Al}-\text{SiO}_2)} = 10N_{(\text{Si}-\text{SiO}_2)}$.

На рис. 3 представлены результаты расчета для $d=40$ Å. Здесь в качестве исходной для получения значений параметров использовалась кривая 1а на рис. 1. Для других значений d согласие по всем кривым выглядит хуже. В данном расчете учитывалось влияние сил изображения. Предполагалось, что сила притяжения носителей заряда в SiO₂ к кремнию эквивалентна силе притяжения к металлу, что оправдано ввиду достаточно большой величины диэлектрической проницаемости кремния.

Как видно из сопоставления рис. 1 и 3, для больших отрицательных напряжений расчетные значения оказываются ниже экспериментальных. Среднеквадратичное отклонение расчетных кривых от массива экспериментальных данных на рис. 1 составило 0.9 В. На наш взгляд, лучшего согласия можно ожидать, если предположить существование второго слоя ловушек вблизи границы SiO₂ с алюминием. Введение этого слоя не должно сказаться на накоплении заряда при положительном смещении, поскольку дырки будут двигаться в сторону границы Si—SiO₂. В то же время при $V_{GR} < 0$ дырки будут двигаться к границе Al—SiO₂, следовательно, расположенные у границы Al—SiO₂ ловушки будут эффективно заряжаться. На рис. 4 представлены расчетные кривые в предположении, что толщины обоих слоев равны 40 Å и концентрация ловушек в слое вблизи границы с алюминием в 10 раз больше, чем у границы Si—SiO₂. Среднеквадратичное отклонение расчетных кривых от массива экспериментальных данных на рис. 1 составило 0.9 В.

Таким образом, двухслойная модель распределения ловушек по толщине SiO_2 не привела к улучшению соответствия расчета с экспериментом по сравнению с однослойной моделью.

Выводы

Предложена модель накопления заряда в диэлектрике и изменения порогового напряжения p -канальных МДП транзисторов при облучении электронами. Показано, что представление о локализации ловушек для дырок вблизи границ Si-SiO_2 и Al-SiO_2 позволяет получить лучшее согласие модельных расчетов с экспериментом, чем приближение однородного распределения ловушек по толщине окисла.

Литература

- [1] *Mitchel J.* // IEEE Trans. Electron Devices. 1967. Vol. ED-14. P. 764—774.
- [2] *Winokur P. S., Boesch H. E., McGarity J. M., McLean F. B.* // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1977. Vol. NS-24. N 6. P. 2113—2118.
- [3] *Churchill J. N., Holmstrom F. E., Collins T. W.* // Advances in Electronics and Electron Phys. 1982. Vol. 58. P. 1—79.
- [4] *Митчел Дж., Уилсон Д.* Поверхностные эффекты в полупроводниковых приборах, вызванные радиацией. М.: Атомиздат, 1970. 93 с.
- [5] *Srour J. R., Curtis O. L., Chin K. Y.* // IEEE Trans Nucl. Sci. 1974. Vol. NS-21. N 6. P. 73—80.
- [6] *Sokol R., Hughes R. C.* // J. Appl. Phys. 1982. N 11 (1). P. 7414—7424.
- [7] *Scharfetter D. L., Gummel H. K.* // IEEE Trans. Electron Devices. 1969. Vol. ED-16. N 1. P. 64—77.
- [8] *Chang S. T., Lyon S. A.* // Appl. Phys. Lett. 1986. Vol. 48. N 2. P. 136—138.

Институт физики
полупроводников СО АН СССР
Новосибирск

Поступило в Редакцию
3 марта 1988 г.