

6. Ермолов И. Н. Амплитуда эхосигнала от угловых отражателей // Дефектоскопия. -1997. - № 1.
7. Проектирование, строительство и эксплуатация трубопроводов из полимерных материалов. Справочник проектировщика: Под ред. Шестопала А. Н. – М.: Стройиздат, 1985.

УДК:539.16.04:621.382.323

В.М.ЗЫКОВ, Н.Т. ЮНДА

МОДЕЛИРОВАНИЕ НЕЛИНЕЙНОГО ДОЛГОВРЕМЕННОГО ОТКЛИКА ФИЗИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ НА ВНЕШНЕЕ ВОЗДЕЙСТВИЕ

На примере переходной характеристики нелинейного RC-фильтра низких частот показаны особенности моделирования методом суммы вариативных сверток нелинейного долговременного отклика физической системы на внешнее воздействие и обсуждены особенности построения алгоритма вычислений. Преимущества метода для моделирования сложных физических процессов, обусловленных несколькими взаимосвязанными механизмами, демонстрируются на примере расчета нелинейного радиационного отклика порогового напряжения кремниевого n -канального МОП-транзистора.

Введение

Замена непрерывного воздействия на нелинейную систему с конечной памятью непрерывной последовательностью парциальных воздействий в виде прямоугольных импульсов обеспечивает возможность определения нелинейного отклика системы на воздействие в виде суммы кусочно-непрерывных решений, построенных на основе аналитических решений интеграла свёртки. Возбуждаемые на каждом из временных интервалов процессы отклика на парциальное воздействие (парциальные возмущения) взаимно влияют друг на друга через суммарные изменения, производимые ими в системе. Это влияние можно учесть дискретным образом при переходе от одного временного интервала к другому для каждого процесса релаксации парциального возмущения. В работе [1] этот метод был применён для расчета долговременного радиационного отклика МОП-транзистора и получил условное название метода вариативных свёрток. Ниже на примере нелинейного RC-фильтра изложены результаты исследования построения алгоритма расчёта в различном приближении и влияние выбора величины временного шага на точность расчёта.

Преимущества и особенности метода демонстрируются на примере нелинейного радиационного отклика МОП-транзистора для сдвига его порогового напряжения. Показано, что для расчета сложного нелинейного явления в системе с конечной памятью необходимо располагать полученными на основе линейных дифференциальных уравнений решениями для всех переходных процессов, составляющих данное сложное явление, а также уравнениями, описывающими результирующее изменение внутренних параметров системы как за счёт протекания всех составляющих сложное явление процессов, так и за счёт изменения внешних условий. Под внутренними параметрами системы следует понимать параметры, которые определяют протекание всех важнейших процессов, входящих в описываемое сложное физическое явление, а под внешними условиями – электрический и температурный режимы работы. Метод обеспечивает автоматический переход от нелинейного решения к линейному решению при уменьшении интенсивности воздействия, что важно, например, при пересчёте результатов ускоренных радиационных испытаний полупроводниковых приборов на реальные условия низкоинтенсивного облучения на борту космического аппарата. Достаточно высокая точность экстраполяции на большие времена обеспечивается тем, что решение строит-

ся на основе суммы кусочно-непрерывных аналитических решений, а не на основе решений полученных методом конечных разностей.

1. Метод вариативных свёрток и алгоритм его реализации

Особенности метода вариативных свёрток рассмотрим на примере расчета нелинейной переходной характеристики простейшего RC-фильтра низких частот, в котором величина ёмкости зависит от напряжения на ней. Как известно, напряжение на выходе линейного RC-фильтра описывается линейным уравнением первого порядка, причем его импульсная характеристика, являющаяся откликом на воздействие в виде δ -функции при нулевых начальных условиях, имеет вид

$$g(t) = \frac{1}{\tau} \cdot \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right),$$

где τ = RC-постоянная времени. Характеристическая функция, то есть отклик системы на ступенчатое напряжение амплитудой V_{in} , определяется интегралом свертки от импульсной характеристики:

$$V_{out}(t) = V_{in} \int_0^t g(t-t') dt' = V_{in} \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \right].$$

Этот же результат получается, если, используя принцип суперпозиции, суммарный отклик представить в виде суммы откликов на непрерывную последовательность прямоугольных импульсов (воздействий). На основе интеграла свёртки отклик на воздействие одного прямоугольного импульса длительностью Δ_{imp} определяется соотношением:

$$V(t) = \begin{cases} V_{in} [1 - \exp(-t/\tau)], & \text{для } t \leq \Delta_{imp} \\ V_{in} [1 - \exp(-\Delta_{imp}/\tau)] \cdot \exp[-(t - \Delta_{imp})/\tau], & \text{для } t \geq \Delta_{imp} \end{cases} \quad (1)$$

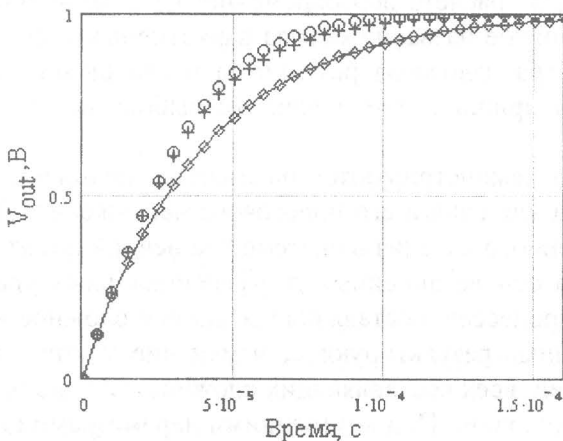


Рис. 1. Сравнение решений линейной задачи (линия), нелинейной задачи в нулевом приближении (+ - значки) и нелинейной задачи в первом (линейном) приближении (o - значки). Значки \diamond - представление линейной задачи суммой свёрток (1)

На рис.1 сопоставлены результаты расчета заряда ёмкости RC-цепи (при постоянной времени процесса $\tau=4 \cdot 10^{-4}$ секунды) от источника ступенчатого напряжения для классического способа расчёта по характеристической функции и путём суммирования откликов на непрерывную последовательность прямоугольных импульсов. Представление решения по алгоритму свёртки от свёрток имеет преимущества, связанные с возможностью оценки отклика в условиях, когда задача становится нелинейной, то есть когда параметры системы (в нашем случае RC-фильтра) зависят от выходного напряжения и (или) факторов внешних воздействий (температура, радиация).

Так, например, для нелинейной задачи зарядки ёмкости, величина которой зависит от напряжения на ней, такой алгоритм расчёта обеспечивает возможность учёта изменения ёмкости в процессе её зарядки. В дальнейших расчётах зависимость величини-

ны ёмкости от напряжения на ней прием в виде характерном для ёмкости (p-n)-перехода:

$$C = \frac{C_0}{\sqrt{1 + \frac{V_{out}}{V_p}}},$$

где V_p - контактная разность потенциалов, а C_0 – начальное значение ёмкости. Тогда решение нелинейной задачи для выходного напряжения V_{out} на каждом i -м временном интервале отрезка времени, на котором ищется решение, можно построить как суперпозицию последовательно возбуждаемых во времени и параллельно протекающих процессов прироста и последующей убыли парциальных зарядов ΔQ_i на ёмкости C_i . Приращение напряжения ΔV_{ci} на ёмкости C_i на i -м интервале времени за счет каждого парциального заряда ΔQ_i определяется величиной этого заряда с учетом зависимости величины ёмкости от напряжения на ней. Релаксация парциальных зарядов в условиях дискретным образом изменяющейся ёмкости определяется с использованием "сшивки" решений на границах временных интервалов. С этой целью решения для процесса релаксации каждого парциального заряда на границах временных интервалов с различными значениями параметров задачи приравниваются с определением эффективного времени релаксации каждого заряда.

В нулевом приближении значение ёмкости на очередном i -м временном интервале можно оценить по выходному напряжению в конце предыдущего $(i-1)$ -го интервала. В следующем (линейном) приближении значение ёмкости находится методом итераций таким образом, что значение ёмкости на каждом временном интервале определяется средним значением выходного напряжения на этом интервале. На рис. 1 показаны результаты решения нелинейной задачи в нулевом и первом (линейном) приближении при временном шаге равном $5 \cdot 10^{-6}$ секунды и $\tau = 4 \cdot 10^{-4}$ секунды для изменяющейся ёмкости при $V_p = 1$ В. При уменьшении временного шага зависимость выходного напряжения от времени быстро стремится к некоторому пределу, который является решением нелинейной задачи. На рис. 2 представлены графики изменения выходного напряжения в результате двух последовательных изменений временного шага в 5 раз. Из выполненных расчетов следует, что при начальном шаге $5 \cdot 10^{-6}$ секунды ($0,0125\tau$) максимальное изменение выходного напряжения на шаге близко к 12% от величины входного напряжения и при последующем уменьшении шага в 5 раз изменения выходного напряжения достигают 1,5% от величины входного напряжения. Но уже при величине шага $1 \cdot 10^{-6}$ секунды (максимальное изменение выходного напряжения на величине шага близко к 1,24 % от величины входного напряжения и при уменьшении шага в 5 раз выходное напряжение изменяется менее, чем на 0,1%. Таким образом, приемлемая точность вычисления (порядка 0,1%) достигается, когда величина временного шага не превышает 0,001 от посто-

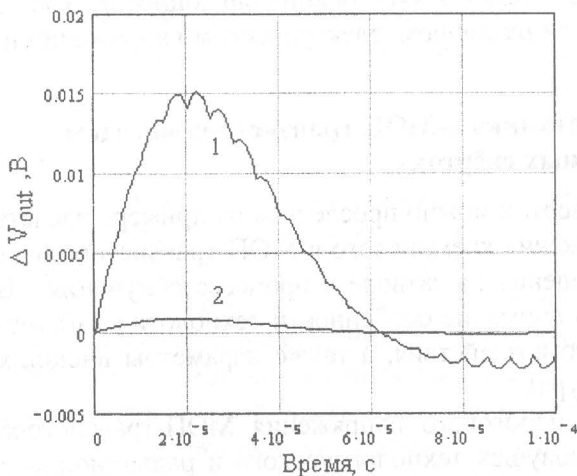


Рис.2. Изменения выходного напряжения в результате двух последовательных изменений временного шага в 5 раз (1 – для начального шага $5 \cdot 10^{-6}$ секунды, 2 – для начального шага $1 \cdot 10^{-6}$ секунды)

максимальное изменение выходного напряжения на шаге близко к 12% от величины входного напряжения и при последующем уменьшении шага в 5 раз изменения выходного напряжения достигают 1,5% от величины входного напряжения. Но уже при величине шага $1 \cdot 10^{-6}$ секунды (максимальное изменение выходного напряжения на величине шага близко к 1,24 % от величины входного напряжения и при уменьшении шага в 5 раз выходное напряжение изменяется менее, чем на 0,1%. Таким образом, приемлемая точность вычисления (порядка 0,1%) достигается, когда величина временного шага не превышает 0,001 от посто-

янной времени исследуемого процесса, а изменения выходного напряжения на шаге при этом не превышают 1% от величины входного напряжения.

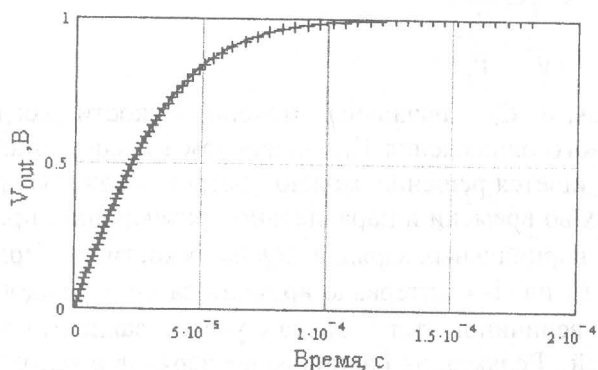


Рис. 3. Сравнение результатов расчета (первое приближение) при постоянном шаге по времени равном 10^{-7} секунды (линия) и при адаптивном шаге

Очевидно, что для повышения скорости вычислений при сохранении точности необходим алгоритм с адаптивным шагом по времени, с условием, что изменение выходного напряжения на временном шаге не должно превышать 1% от величины входного напряжения. На рис. 3 показаны результаты расчета (первое приближение) при постоянном шаге по времени равном $1 \cdot 10^{-7}$ секунды (линия) и при адаптивном шаге (+ -значки), величина которого выбирается из условия, что, с

одной стороны, изменение выходного напряжения на шаге не должно превышать 0,01 от величины входного напряжения V_{in} , а, с другой стороны, величина шага не должна превышать $5 \cdot 10^{-6}$ секунды. Для ускорения вычислений необходимая величина шага подбиралась на основе предварительного расчета выходного напряжения в нулевом приближении.

Очевидно, что рассмотренная нелинейная задача может быть легко дополнена учетом нелинейности зарядного сопротивления, учётом температурных изменений параметров R и C фильтра, а также учётом изменений, связанных с облучением фильтра ионизирующим излучением (учет появления радиационно-наведённой проводимости в резисторе и ёмкости). В более сложных задачах возможен учет многих параллельно во времени протекающих взаимосвязанных процессов. Таким образом, рассматриваемый метод расчёта нелинейных систем с конечной памятью позволяет учитывать взаимосвязанные физические механизмы, влияющие на нелинейный процесс. Далее рассмотрена задача моделирования методом суммы вариативных свёрток радиационного отклика n-канального МОП-транзистора в условиях облучения ионизирующим излучением и в условиях отжига после облучения при различном электрическом напряжении на затворе.

2. Моделирование радиационного отклика n-МОП транзистора методом вариативных свёрток

Преимущества метода вариативных свёрток можно проследить на примере расчета радиационного отклика порогового напряжения кремниевого n-МОП-транзистора при различных значениях электрического смещения на затворе в процессе облучения. В алгоритме расчета могут быть приняты во внимание особенности технологии изготовления прибора, параметры радиационного воздействия, а также параметры внешних условий (электрический режим и температура).

Поскольку радиационные изменения порогового напряжения МОП-транзистора связаны с заполнением и опустошением ловушек технологического и радиационного происхождения неравновесными носителями заряда, генерируемыми ионизирующим воздействием, то рассмотренный выше способ расчёта накопления и релаксации парциальных зарядов полностью применим к рассматриваемому случаю. При этом транзистор может рассматриваться как нелинейная система с конечной памятью. Важной ха-

характеристикой транзистора, определяющей сдвиг порогового напряжения, является распределение заряда и определяемой им напряженности электрического поля по толщине подзатворного окисла. Напряженность электрического поля в окисле определяет ход процесса рекомбинации генерируемых излучением электронно-дырочных пар, эффективность переноса и захвата носителей заряда ловушками и эффективность туннелирования носителей заряда на ловушки окисла из кремния (или из ловушек окисла в кремнии). Кроме того, поле захваченных зарядов в заполненных объемных ловушках окисла и в поверхностных состояниях на границе раздела Si/SiO₂ изменяет распределение напряжения на МОП-структуре, включая поверхностный изгиб зон в кремнии, что и является основной причиной сдвига порогового напряжения транзистора. Изменения напряжения на затворе транзистора, интенсивность радиационного воздействия и температура существенным образом влияют на этот процесс. Таким образом, процесс формирования радиационного отклика в общем случае является нелинейным. Для его моделирования, в соответствии с алгоритмом метода вариативных свёрток, необходимо иметь радиационную модель МОП-транзистора, учитывающую процесс формирования распределения захваченного заряда по толщине окисла и вызванные им изменения поверхностного изгиба зон в кремнии. Кроме того, необходимо располагать характеристическими функциями всех протекающих во времени процессов, относящихся к заполнению, опустошению и образованию ловушек заряда.

2.1 Радиационная электрическая модель МОП-структуры

Радиационная электрическая модель МОП-структуры была разработана ранее в работе [2] и базируется на классической электрической модели МОП-структуры. Сдвиг порогового напряжения МОП-транзистора в процессе облучения и отжига представляется в виде суммы двух составляющих:

$$\Delta V_{th}(t) = \Delta V_{ot}(t) + \Delta V_{it}(t),$$

где $\Delta V_{ot}(t)$ - компонент, обусловленный захватом и отжигом дырок в окисле, $\Delta V_{it}(t)$ - компонент, обусловленный ростом поверхностных состояний на границе раздела Si/SiO₂. Парциальное изменение величины $\Delta V_{ot}(t)$ под воздействием радиации в течение интервала времени $(t, t + \delta t)$ можно представить в виде

$$\delta \Delta V_{ot}(t) = \delta \Delta V_{ht}(t) + \delta \Delta V_{ha}(t),$$

где $\delta \Delta V_{ht}(t)$ - вклад от захвата дырок на глубокие ловушки в окисле и $\delta \Delta V_{ha}(t)$ - вклад, обусловленный отжигом захваченных дырок. В линейном приближении значение $\delta \Delta V_{ot}(t)$ может быть определено по характеристической функции в виде интеграла свертки.

Величина $\Delta V_{th}(t)$ при облучении и отжиге существенным образом зависит от электрического поля в подзатворном окисле, которое в условиях действия радиации неравномерно распределено по толщине окисла из-за наложения поля объемного заряда захваченных ловушками дырок. Можно выделить три области подзатворного окисла, которые в первом приближении определяют распределение электрического поля. Это область 1 сбора дырок между затвором и объемным зарядом захваченных дырок, область 2 объемного заряда захваченных дырок и область 3 между объемным зарядом захваченных дырок и поверхностью раздела окисел - полупроводник, через которую происходит туннелирование электронов из полупроводника в окисел, приводящее к опустошению ловушек (отжигу). Толщина области 3 определяется эффективной длиной туннелирования электронов из кремния. Для расчета процессов образования и отжига объемного заряда захваченных дырок, а также эффективности и времени образования поверхностных состояний необходимо знание напряженности электрического поля в указанных выше областях окисла. На рис. 6, в верхней его части, схематично изобра-

жен процесс роста заряда захваченных дырок при действии ионизирующего излучения на подзатворный окисел МОП-структуры и процесс компенсации захваченных ловушками дырок за счет туннелирования электронов из кремния. В



Рис. 6 Радиационные процессы образования и удаления заряда в окисле МОП-структуры (вверху) и распределение электрического поля в окисле (ниже)

нижней части рисунка схематично представлено распределение электрического поля в окисле, формируемое в результате действия этих процессов. Когда облучение ведется при мощности дозы, соответствующей стандартным радиационным испытаниям, или когда время наблюдения превосходит время собирания дырок на ловушки, объемным зарядом движущихся дырок можно пренебречь. Реальное распределение в окисле захваченного объемного заряда характеризуется плотностью $\rho(x)$, где координата x отсчитывается от границы окисла. В первом приближении сразу после окончания импульсного воздействия при парциальном облучении малой дозой излучения это распределение можно заменить эффективным прямоугольным распределением, равным ширине области глубоких дырочных ловушек. Объемный заряд захваченных дырок в этих условиях можно считать локализованным в промежутке между границей области напряженных связей (далее эта граница обозначается как максимально возможная длина туннелирования X_T^{\max}) и эффективной длиной туннелирования X_T^{eff} , соответствующей границе эффективного прямоугольного распределения заряда со стороны кремния. Применительно к методу вариативных сверток зависящую от времени t эффективную длину туннелирования $X_T^{\text{eff}}(t)$ можно выразить через полный заряд захваченных дырок $\Delta Q_{\text{ot}}(t)$ в виде

$$X_T^{\text{eff}}(t_i) = \frac{\sum_{j=1}^i \delta Q_{\text{ot}}(\Delta t_j, t_i) X_T(\Delta t_j, t_i)}{\Delta Q_{\text{ot}}(t_i)} \quad (2)$$

Здесь эффективная длина туннелирования $X_T^{\text{eff}}(t_i)$ получена усреднением текущих эффективных длин туннелирования для парциальных зарядов с учетом весового содержания заряда в каждой j -й порции заряда для всех порций заряда, захваченных на временных интервалах t_j предшествующих рассматриваемому моменту времени t_i . Эффективная плотность распределения заряда при этом равна:

$$\rho(t_i) = \frac{\Delta Q_{\text{ot}}(t_i)}{X_T^{\max} - X_T^{\text{eff}}(t_i)}$$

В работе[2] получено следующее выражение для напряжения на окисле:

$$V_{\text{ox}} = -|\Delta V_{\text{ov}}| \cdot \left(1 - \frac{X_T^{\max} + X_T^{\text{eff}}}{2d_{\text{ox}}}\right) + |\Delta V_{\text{it}}| + \frac{|Q_s(\Phi_s)|}{C_{\text{ox}}} \quad (3)$$

где $|\Delta V_{\text{it}}| = \Delta Q_{\text{it}} d_{\text{ox}} / \epsilon_0 \epsilon_{\text{ox}}$ - составляющая сдвига порогового напряжения из-за заряжения поверхностных состояний, $|Q_s(\Phi_s)| = \epsilon_0 \epsilon_s E_s(\Phi_s)$ - модуль величины приповерхностного

заряда $Q_s(\Phi_s)$ в кремнии, $C_{ox} = d_{ox}/\epsilon_0\epsilon_{ox}$ – емкость подзатворного окисла в расчете на единицу площади. Здесь ϵ_s и ϵ_{ox} – относительные диэлектрические постоянные полупроводника и окисла, E_s – электрическое поле в полупроводнике на границе с окислом как функция поверхностного потенциала Φ_s в кремнии, Q_{it} – поверхностная плотность электрического заряда, обусловленная поверхностными состояниями на границе раздела Si/SiO₂, ϵ_0 – электрическая постоянная.

Уравнение для определения поверхностного потенциала Φ_s при заданном потенциале затвора V_g и известных сдвигах порогового напряжения ΔV_{ot} и ΔV_{it} имеет вид

$$V_g = -|\Delta V_{ot}| \cdot \left(1 - \frac{X_T^{\max} + X_T^{eff}}{2d_{ox}}\right) + |\Delta V_{it}| + \frac{|Q_s(\Phi_s)|}{C_{ox}} + \Phi_{ms} + \Phi_s, \quad (4)$$

где зависимость $Q_s(\Phi_s)$ определяется классической теорией поверхностного потенциала. При этом поле в области окисла, прилегающей к затвору E_1 , и поле в области окисла, прилегающей к кремнию E_2 , определяются соотношениями:

$$E_1 = -\frac{|\Delta V_{ot}|}{d_{ox}} + \frac{|\Delta V_{it}|}{d_{ox}} + \frac{|Q_s(\Phi_s)|}{C_{ox}d_{ox}}, \quad (5)$$

$$E_2 = E_1 + \frac{|\Delta V_{ot}|}{d_{ox}}. \quad (6)$$

Поле E_1 определяет процесс разделения электронно-дырочных пар в области 1 окисла, а также продолжительность процессов сбора дырок и образования поверхностных состояний. Поле E_2 определяет эффективность отжига дырок за счет туннельного перехода носителей заряда из кремниевой подложки в окисел, а среднее из величин полей E_1 и E_2 определяет эффективность захвата дырок на ловушки. В условиях инверсии поля, когда $E_1 < 0$, наблюдается эффект радиационной нейтрализации положительного заряда захваченных дырок и резко снижается эффективность образования поверхностных состояний, поскольку образующиеся в области 1 ионы водорода перемещаются к затвору и не участвуют в образовании поверхностных состояний на границе с кремнием. Таким образом соотношения (2-6) позволяют определить электрическое поле в подзатворном окисле с учётом объёмного заряда захваченных дырок и заряда в поверхностных состояниях у границы раздела Si/SiO₂.

2.2. Моделирование процессов радиационного отклика МОП-системы

Наиболее важные процессы, инициированные генерацией электронно-дырочных пар в подзатворном окисном слое МОП-транзисторов, изготовленных по радиационно-стойким технологиям, представлены в виде блок-схемы на рис. 7. Образование поверхностных состояний на границе раздела может идти через образование ионов водорода H^+ и перенос этих ионов к границе раздела Si/SiO₂ по двум каналам. Один из этих каналов включает в себя образование атомарного водорода за счет энергии рекомбинации электронно-дырочных пар, дисперсионный перенос через окисел избежавших рекомбинации дырок к границе раздела с кремнием, зарядку атомарного водорода свободными дырками с последующим перемещением заряженного водорода к границе с кремнием. Другой канал образования поверхностных состояний работает в отсутствие ионизирующего излучения и представляет собой образование ионов H^+ в той области окисла, где происходит рекомбинация захваченных на глубокие ловушки дырок с электронами, туннелирующими из кремния, а свободные дырки могут образоваться в результате их тепловой эмиссии с глубоких ловушек.

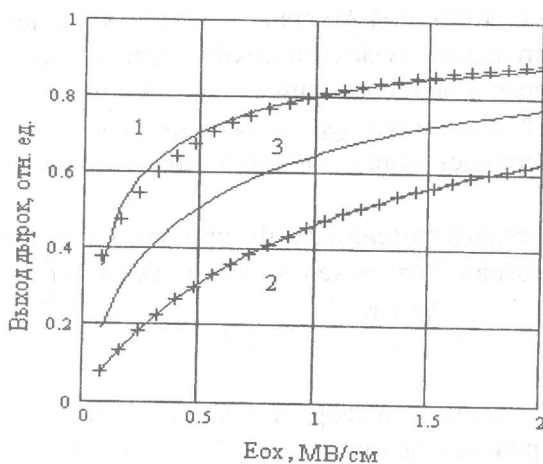


Рис.8. Доля электронно-дырочных пар, избежавших рекомбинации, в зависимости от электрического поля в SiO₂. Линия - расчет по формуле (4.12), значки - эксперимент. 1- гамма -излучение Co-60; 2- рентгеновское излучение с E_{max}=10 кэВ; 3- расчет для промежуточного спектра

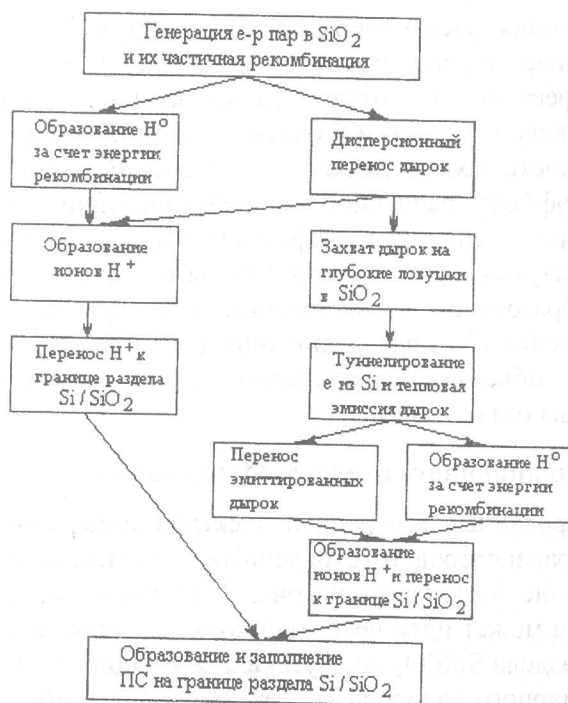


Рис.7. Блок-схема процессов 2-х канального образования поверхностных состояний на границе раздела Si/SiO₂

творе слоев вольфрамата, коэффициент дозового усиления при облучении рентгеновским излучением с энергией 10 кэВ может достигать величины 1,5 ÷ 1,7 [3]. Для толщины окисла более 100 нм коэффициент дозового усиления изменяется примерно обратно пропорционально толщине окисла. Замена поликремниевого затвора на алюми-

Эффективность образования заряда дырок захваченных на ловушки в области напряженных связей у границы с кремнием, зависит от эффективности разделения генерируемых излучением электронно-дырочных пар. В свою очередь, эффективность разделения электронно-дырочных пар, как известно, определяется типом ионизирующего излучения (протоны, электроны, рентгеновское излучение и др.) и величиной электрического поля в облучаемой среде. Все процессы, обозначенные на рис. 7 и протекающие после разделения электронно-дырочных пар электрическим полем, также зависят от электрического поля.

Скорость генерации электронно-дырочных пар в подзатворном окисле определяется мощностью дозы излучения. Поскольку МОП-структура представляет собой гетерогенный поглотитель, то при определении мощности дозы значительную роль играют переходные дозовые эффекты у границ раздела материалов с существенно различающимися эффективными атомными номерами. Обычно при расчете генерации электронно-дырочных пар за основу берется мощность дозы в окиси кремния без учета переходного дозового эффекта у границ раздела материалов с разным атомным составом. Переходный дозовый эффект учитывается введением коэффициента усиления дозы, который зависит от вида и спектрального состава излучения, а также от материала затвора и толщины окисла. Для МОП-транзисторов с поликремниевым затвором толщиной 100 нм и менее, благодаря наличию в за-

ниевый уменьшает этот коэффициент примерно на 10%. При облучении гамма-излучением радионуклида Co-60 со свинцово-алюминиевым фильтром для поглощения низкоэнергетической компоненты или моноэнергетическими электронами с энергией в несколько мегаэлектронвольт этот коэффициент следует полагать равным единице.

Разделение электронно-дырочных пар в подзатворном окисле будем характеризовать функцией $f(E_{ox})$, определяющей долю первичных электронно-дырочных пар, избежавших рекомбинации, в электрическом поле E_{ox} . Далее ограничимся рассмотрением электронно-фотонного излучения, включая электронное и тормозное, ускорителей электронов, электронно-фотонное излучение радионуклидов и рентгеновское излучение. Для доли первичных электронно-дырочных пар, избежавших рекомбинации, используем эмпирическую формулу

$$f(E_{ox}) = [1.35 / (a_2 + E_{ox} [MB / см]) + 1]^{a_1}, \quad (7)$$

которая обобщенно описывает действие указанных выше излучений различного спектрального состава с помощью параметров a_1 и a_2 и согласуется с известными экспериментальными данными. Это видно из рис. 8, где результаты расчета по формуле (7) представлены совместно с зависимостями, обобщающими известные экспериментальные данные. Формула (7) при параметре $a_1 = -0,9$ и параметре $a_2 = 0$ переходит в известную формулу для полевой зависимости доли первичных электронно-дырочных пар, избежавших рекомбинации в окиси кремния при облучении рентгеновским излучением с энергией 10 кэВ [4]. При значении параметра $a_1 = 0,25$ и значении параметра $a_2 = -0,065$ формула (7) дает результаты, близкие к известным экспериментальным данным для электронного излучения с энергией порядка мегаэлектронвольта и гамма-излучения радионуклида Co-60, которые описываются известным соотношением [4]:

$$f^{Co-60}(E_{ox}) = f^{Linac}(E_{ox}) = [0,27 / (0,084 + E_{ox} [MB / см]) + 1]^{-1}.$$

Дисперсионный перенос через окись кремния дырок, которые избежали рекомбинации, происходит в соответствии с дисперсионным прыжковым механизмом путём движения по мелким ловушкам в SiO_2 . В дальнейшем ограничимся плотностями потока ионизирующего излучения, при которых вкладом заряда движущихся дырок можно пренебречь. Для оценки времени t_0 сбора дырок на глубокие ловушки у границы раздела Si/ SiO_2 будем исходить из работы [5]. Согласно модели непрерывных случайных блужданий, характерное время t_0 , за которое дырки завершают прыжки через слой окисла толщиной d_{ox} [нм] между случайно расположенными локализованными состояниями в запрещенной зоне SiO_2 для температуры $T > 140$ К можно рассчитать по формуле:

$$t_0 = 3 \cdot 10^{-23} \frac{(d_{ox} / h)^{1/\eta}}{(2^{1/\eta} - 1)} \cdot \exp\left[\frac{(\Delta_0 - b \cdot E_{ox})}{k_B T}\right], \quad (8)$$

где $\eta = 0,25$ (для $d_{ox} < 100$ нм и радиационно-стойких технологий), $h = 1$ нм – длина прыжка дырки, $\Delta_0 = 0,65$ эВ; k_B – постоянная Больцмана и $b = 0,05$ эВ·МВ⁻¹·см.

Захват дырок на глубокие ловушки в окисле определяется концентрацией ловушек, с учетом степени их заполнения, а также величиной электрического поля в области захвата. Процесс накопления заряда захваченных дырок на ловушках у границы раздела Si/ SiO_2 можно рассматривать как явление, подобное явлению поляризации электродов в электролитах. Если происходит поляризация электродов, то сила тока, проходя-

щего через электролит при неизменной, приложенной извне разности потенциалов, и неизменной концентрации ионов в электролите, с течением времени уменьшается и может упасть до очень малых значений. Это происходит, когда ионы электролита, подойдя к притягивающему их электроду, не отдают ему свой заряд, а располагаются у поверхности электрода, образуя так называемый двойной электрический слой [6]. Мощность двойного слоя растет, пока изменение потенциала на двойном слое не сравняется с приложенной извне разностью потенциалов. При неизменной концентрации свободных носителей заряда процесс поляризации электродов можно описать законом зарядки конденсатора. Применительно к МОП-структуре роль электродов играют затвор и полупроводниковая подложка, а разность потенциалов определяется напряжением на оксиде. С учетом этого обстоятельства, в отсутствие отжига захваченного заряда и при неизменной мощности дозы ионизирующего излучения рост захваченного заряда определяется законом зарядки конденсатора, а величина сдвига порогового напряжения $|\Delta V_{ot}|$, в зависимости от времени t , соответственно определяется соотношением:

$$|\Delta V_{ot}| \left(1 - \frac{X_T^{\max} + X_T^{\text{eff}}}{2d_{ox}}\right) = V_{ox} \left[1 - \exp\left(-\frac{APt}{V_{ox}}\right)\right], \quad (9)$$

где A – коэффициент, характеризующий начальную скорость преобразования поглощенной дозы излучения (SiO_2) в сдвиг порогового напряжения, а P – мощность дозы излучения. Таким образом, в указанных условиях именно напряжение на оксиде ограничивает максимальный сдвиг порогового напряжения за счет захвата дырок в оксиде. В дифференциальной форме, при записи через конечные приращения, соотношение (9) приобретает вид:

$$\delta\Delta V_{ht}(t) = -k_1(t) \left[d_{ox} \left(1 - \frac{(X_T^{\max} + X_T^{\text{eff}}(t))}{2d_{ox}}\right)\right]^2 \cdot \left[1 - \frac{|\Delta V_{ot}(t)| \cdot \left(1 - \frac{(X_T^{\max} + X_T^{\text{eff}}(t))}{2d_{ox}}\right)}{V_{ox}(t)}\right] P(t) \delta t. \quad (10)$$

Здесь $\delta\Delta V_{ht}$ – сдвиг порогового напряжения из-за захвата дырок на временном интервале t от $t+\delta t$ до, а коэффициент A формулы (4.14) представлен в виде произведения $k_1(t)d_{ox}^2(1-(X_T^{\max}+X_T^{\text{eff}})/2d_{ox})$. Здесь предполагается, что областью сбора дырок является не вся толщина оксида. Коэффициент k_1 является функцией изменяющегося во времени электрического поля и, в свою очередь, может быть представлен в виде:

$$k_1 = k_{\text{rad}}(E_{ox1}) \cdot k_{\text{trap}}(E_{ox1}),$$

где E_{ox1} – эффективное электрическое поле в области 1 между центроидом захваченных дырок и затвором, $k_{\text{rad}}(E_{ox1})$ – функция, характеризующая выход свободных дырок и зависящая от вида и энергетического спектра ионизирующего излучения; $k_{\text{trap}}(E_{ox1})$ – функция, учитывающая уменьшение вероятности захвата дырок в сильном электрическом поле.

Отжиг заряда дырок, захваченных на ловушки вблизи границы раздела оксид кремния- кремний, можно рассчитать, рассматривая два основных физических механизма удаления дырок с ловушек – тепловая эмиссия и туннелирование электронов из кремния через границу раздела. Как известно [14], сдвиг во времени составляющей порогового напряжения, обусловленной зарядом захваченных дырок, после импульсного радиационного воздействия определяется соотношением:

$$\Delta V_{ot}(t) = - \int_{X_T(t)}^{X_T^{\max}} \int_{\Phi_E(t)}^{\Phi_{E\max}} \frac{(d_{ox} - x) \rho_0(\Phi_E, x)}{\epsilon_{ox}} d\Phi_E dx, \quad (11)$$

где $\rho_0(\Phi_{E,x})$ – пространственно-энергетическое распределение плотности захваченного заряда, $\Phi_{E_{max}}$ – верхняя граница энергетического спектра дырочных ловушек, $X_{T_{max}}$ – максимальная глубина залегания дырочных ловушек от границы раздела Si/SiO₂. Нижние пределы интегрирования в (11) соответствуют текущим к моменту времени t значениям фронта тепловой эмиссии

$$\Phi_E(t) = \frac{k_B T}{q_e} \ln[BT^2 t]$$

и фронта туннелирования

$$X_T(t) = \frac{1}{\beta} \ln[\alpha \cdot t].$$

Здесь параметр B зависит от сечения захвата дырки на ловушку, α – частота попыток преодоления потенциального барьера, а β – параметр барьера, определяемый энергией залегания ловушки E_t .

В простейшем случае импульсного воздействия малой дозой излучения можно задать пространственно-энергетическое распределение плотности ρ_0 захваченного заряда Q равномерным (рис.9). Тогда плотность распределения заряда представляется в виде

$$\rho_0 = \frac{Q}{(X_{T_{max}} - X_{T_0})(\Phi_{E_{max}} - \Phi_{E_{min}})}, \quad (12)$$

где X_{T_0} – минимальная длина туннелирования, зависящая от времени сбора дырок на ловушки, а $\Phi_{E_{min}}$ – нижняя граница энергетического спектра ловушек. С учетом выражения (12) для плотности заряда ρ_0 интеграл (11) преобразуется к виду

$$\Delta V_{ot}(t) = - \frac{Q \cdot d_{ox}}{\epsilon_{ox}} [1 - s_T \cdot \ln(t/t_0)] \cdot [1 - s_E \cdot \ln(t/t_{E_{min}})] \cdot (1 - X_c(t)/d_{ox}). \quad (13)$$

Здесь $X_c(t) = (X_{T_{max}} + X_T(t))/2$ – координата положения центроида захваченного заряда, отсчитанная от границы раздела Si/SiO₂; t_0 – начальное время, определяемое временем захвата дырок на ловушки; $t_{E_{min}}$ – время, соответствующее времени достижения фронтом тепловой эмиссии нижней границы энергетического спектра ловушек. Входящие в выражение (13) коэффициенты s_T и s_E зависят от максимальных времен достижения фронтами туннелирования и тепловой эмиссии верхних границ плотности распределения заряда в соответствии с выражениями:

$$s_T = 1/\ln(t_{T_{max}}/t_0),$$

$$s_E = 1/\ln(t_{E_{max}}/t_{E_{min}}).$$

Из (13) следует логарифмический закон изменения сдвига порогового напряжения во времени в процессе отжига заряда, захваченного на ловушки в окиси кремния. Для единичного заряда ($Q=1$) функцию $\Delta V_{ot}(t)$ можно рассматривать как импульсную переходную (весовую) функцию МОП-системы, описывающую реакцию системы на единичное импульсное воздействие.

Процесс образования поверхностных со-

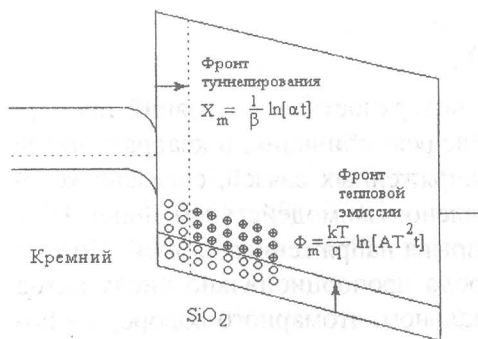


Рис. 9. Энергетическая диаграмма, поясняющая действие механизмов туннелирования и тепловой эмиссии дырок с глубоких ловушек в SiO₂ через понятие фронта туннелирования и фронта тепловой эмиссии

стояний связан с процессами рекомбинации электронно-дырочных пар и рекомбинации захваченных ловушками дырок, а также существенным образом зависит от содержания водорода в подзатворном окисле. Примем во внимание, что дефекты, обуславливающие генерацию поверхностных состояний, вступают в реакцию взаимодействия не с молекулярным, а с атомарным водородом, который получается в результате предварительного расщепления H_2 захваченными дырками или в результате разрыва Si-H связей. Будем полагать, что эти процессы стимулируются за счет энергии рекомбинации электронно-дырочных пар. Далее, в соответствии с водородной моделью, генерацию поверхностных состояний рассмотрим как процесс:

- выделения водорода H_2 и расщепления его (с использованием энергии, выделяемой при рекомбинации электронно-дырочных пар) на нейтральные атомы H^0 при захвате дырок на мелкие ловушки в окисле;
- последующей зарядки атомов H^0 свободными дырками и переноса ионов H^+ к границе раздела Si/SiO₂, где происходит образование поверхностных состояний.

Выделим две области генерации атомарного водорода: область окисла между затвором и положительным объемным зарядом захваченных дырок и область окисла, содержащую глубокие ловушки, прилегающую к границе раздела. В первой области скорость генерации атомарного водорода определяется скоростью рекомбинации зависящей от мощности дозы излучения, от типа ионизирующего излучения, а также от напряженности электрического поля E_{ox1} в этой области окисла. Для области объемного заряда захваченных на глубокие ловушки дырок будем полагать, что генерация атомарного водорода определяется, в основном, не мощностью дозы излучения, а скоростью рекомбинации за счет туннелирования электронов из полупроводника на дырочные ловушки. Примем также во внимание, что зарядка атомарного водорода в первой области осуществляется за счет части дырок, избежавших рекомбинации, в то время как во второй области в зарядке активное участие принимают свободные дырки, генерированные через механизм тепловой эмиссии. Процесс образования ионов H^+ в первой области, как очевидно, отвечает за медленный компонент образования поверхностных состояний, а процесс образования ионов H^+ во второй области ответственен за быстрый компонент образования поверхностных состояний.

В рамках описанной выше водородной модели полевою зависимостью предельной ($t \rightarrow \infty$) величины поверхностных состояний, образующихся в условиях отсутствия инверсии поля в окисле в расчете на одну генерированную электронно-дырочную пару, можно выразить через функцию $f(E_{ox})$, определяющую долю дырок, избежавших рекомбинации, в виде функции

$$\phi_{\infty}(E_{ox}) = 2f(E_{ox})(1 - f(E_{ox}))^2.$$

Здесь подразумевается, что число образуемых поверхностных состояний пропорционально числу свободных дырок, оставшихся после рекомбинации, и квадрату числа актов рекомбинации. Это соответствует модели напряженных связей, согласно которой образование поверхностных состояний обусловлено взаимодействием ионов H^+ с дефектами окисла, образующимися в результате разрыва напряженных связей. Полное количество образуемых нейтральных атомов водорода пропорционально числу актов рекомбинации, а вероятность преобразования нейтрального атомарного водорода в ионы H^+ пропорциональна числу дырок, избежавших рекомбинации. В то же время подразумевается, что число разорванных напряженных связей также определяется выделением энергии в процессе рекомбинации электронно-дырочных пар. На рис. 10 в качестве примера представлена указанная выше зависимость $\phi(E_{ox})$ для спектров ионизирующего излучения с параметрами $a_1=0,9$; $a_2=0$ (кривая 1, рентгеновское излучение с мак-

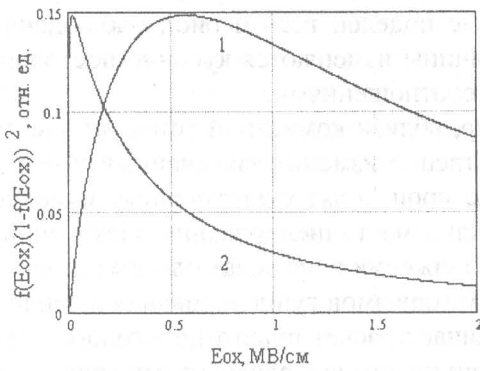


Рис.10. Функция, характеризующая полный выход медленного компонента поверхностных состояний в зависимости от напряженности электрического поля в окисле. 1- рентгеновское излучение ($E_{max}=10$ кэВ), 2 - электроны высокой энергии или радионуклид Co-60

симальной энергией 10 кэВ) и для излучения с параметрами $a_1=0,25$; $a_2=0$ (кривая 2, гамма-излучение Co-60). Полученные на основе приведенной выше формулы полевые зависимости для медленного компонента образуемых поверхностных состояний соответствуют опубликованным в научной периодике экспериментальным данным (смотри, например, [7-11]). Следует отметить, что вторая область образования H^+ ответственна за генерацию поверхностных состояний в процессе отжига после окончания действия радиации. На основе вышесказанного скорость генерации H^+ в этой области определяется скоростью рекомбинации захваченных дырок по механизму туннелирования и скоростью тепловой эмиссии дырок с ловушек.

Инверсия электрического поля в первой области окисла из-за быстрого уменьшения электрического напряжения на затворе останавливает процесс движения ионов H^+ к границе раздела с кремнием и направляет их в сторону затвора, в результате чего медленный процесс образования поверхностных состояний за счет этого канала прекращается.

Характеристическая функция, описывающая процесс образования поверхностных состояний во времени после импульсного ионизирующего воздействия, в простейшем случае может быть принята в известном виде

$$\varphi(t) = 1 - (1 + t/\tau)^{-0,5},$$

где τ – зависящее от температуры и напряженности электрического поля характерное время образования поверхностных состояний. Величина 3τ соответствует времени $t_{1/2}$ образования половины поверхностных состояний. Согласно работе [12, при переносе ионов водорода по термоактивационному механизму время $t_{1/2}$ можно оценить по соотношению

$$t_{1/2} \cong 3\tau = \tau_0 \exp\left(\frac{\Delta_0 - q_e a_h E_y / 2}{k_B T}\right),$$

где Δ_0 – энергия активации переноса при нулевом поле (0,7-0,92 эВ для разных технологий изготовления окисла), $a_h = 2,6 \cdot 10^{-10}$ м - среднее расстояния перескока в направлении поля E_{ox} , предэкспоненциальный коэффициент $\tau_0 = 2 \cdot 10^{-13}$ секунды, что на порядок превосходит период оптических колебаний в SiO_2 . Указанное среднее расстояние перескока a_h соответствует расстоянию между ближайшими атомами кислорода в SiO_2 .

Аналитическое решение для парциального сдвига порогового напряжения МОП-транзистора в рамках развитой радиационной электрической модели в линейном приближении получается на основе интеграла свертки. Составляющую сдвига порогового напряжения за счет процесса взаимодействия дырок с глубокими ловушками в окисле на основе полученных выше результатов можно записать в виде следующего интеграла:

$$\Delta V_{ot}(t) = - \int_0^t \frac{\delta V_{ht} d_{ox}}{\delta t \epsilon_{ox}} \left(1 - \frac{X_c}{d_{ox}}\right) [1 - s_T \cdot \ln((t - t')/t_0)] [1 - s_E \cdot \ln((t - t')/t_{Emin})] dt'.$$

Здесь величины $\delta V_{HT}/\delta t$, s_T , и s_E являются константами в пределах каждого из временных интервалов наблюдения, на которые поделен весь период наблюдения t . Таким образом, с течением времени t эти величины изменяются кусочно-постоянным образом в соответствии с приведенными выше соотношениями.

В интересующем нас диапазоне температур, вблизи комнатной температуры, время, за которое фронт тепловой эмиссии существенно изменит захваченный заряд дырок, значительно превышает время, за которое происходят существенные изменения захваченного заряда дырок из-за действия механизма туннелирования электронов на дырочные ловушки. В достаточно хорошем приближении в пределах одного расчетного временного интервала можно считать действия механизмов туннелирования и тепловой эмиссии независимыми. Это существенно упрощает расчет сдвига порогового напряжения в пределах одного интервала времени. При переходе к следующему временному интервалу и определении положения уровня энергии E_t для процесса туннелирования электронов необходимо учитывать передвижение во времени фронта тепловой эмиссии по энергетическому распределению захваченного заряда дырок.

Аналогичным образом на основе приведенной выше функции $\varphi(t, E_{ox})$ для временной зависимости образования поверхностных состояний и соответствующего интеграла свертки определяется парциальный сдвиг порогового напряжения, обусловленный "медленным" процессом генерации поверхностных состояний на границе раздела с кремнием. Интеграл свертки при нулевых начальных условиях имеет вид

$$\Delta V_{H'}(t) = \frac{\delta S_H^+}{\delta t} \int_0^t \left[1 - \frac{1}{\left(1 + \frac{(t-t')}{\tau} \right)^{1/2}} \right] dt',$$

где t – время наблюдения, отсчитанное от момента начала облучения; $\delta S_H^+/\delta t$ – зависящая от электрического поля и мощности дозы скорость генерации ионов водорода; $\tau = t_{1/2}/3$ – характерное время для процесса образования поверхностных состояний.

Приведенные выше интегралы свертки вычисляются при условии постоянства параметров МОП-системы (электрических полей, мощности дозы излучения, температуры и др.) и поэтому применимы для определения изменений компонент сдвига порогового напряжения в пределах одного достаточно малого временного интервала. Расчет изменений в пределах следующего временного интервала производится только при пересчете решения на новые начальные условия, которые учитывают изменения во внутренних и внешних параметрах МОП-системы. Суммарные изменения порогового напряжения на достаточно большом временном интервале могут быть вычислены только как свертка второго порядка от сверток, соответствующих предшествующим временным интервалам.

2.3. Алгоритм метода вариативных свёрток и идентификация параметров модели

Согласно разработанному методу вариативных сверток:

- Весь рассматриваемый временной процесс изменения выходных параметров транзистора разбивается последовательно на относительно малые интервалы, исходя из требования применимости к протекающим на каждом интервале процессам теории линейных систем.
- Изменения выходных параметров системы на соответствующем рассматриваемому моменту времени временном интервале определяются вкладами от текущего радиационного воздействия с учетом текущих внешних условий, а также суммой вкладов парциальных (частичных) изменений, которые внесены в систему на всех временных

интервалах, предшествующих рассматриваемому моменту времени (с учетом эволюции этих изменений во времени).

- Вклад от каждого парциального изменения на данном временном интервале определяется интегралом свертки на основе функции отклика на импульсное воздействие, при фиксированных значениях внутренних параметров и параметров внешних условий.

Как показано выше, характеристические функции отклика для всех процессов, протекающих в системе, могут определяться на основе линейных дифференциальных уравнений, описывающих эти процессы в зависимости от параметров системы и внешних условий, или на основе полуэмпирических соотношений, установленных экспериментально. В процессе расчёта характеристические функции отклика и начальные условия для каждого принимаемого во внимание физического процесса могут изменяться при переходе от одного временного интервала к другому за счет изменения внутренних параметров транзистора или за счет параметров внешних условий в соответствии с текущим изменением внутреннего состояния системы и внешних условий. При этом внутреннее состояние транзистора (например, электрическое поле в критических областях окисла) определяется суммой вкладов от всех частичных изменений, произошедших на данный момент времени в результате внешнего радиационного воздействия и изменения внешних условий.

Для получения самосогласованного решения кусочно-постоянные значения внутренних параметров (электрическое поле в критических областях окисла) согласовываются с результирующим их изменением на каждом рассматриваемом временном интервале на основе метода итераций. Важным элементом алгоритма расчета является правильный выбор величины шага по времени, поскольку при малой величине шага могут нарастать ошибки, связанные с погрешностями округления, а при большой величине шага нарастают ошибки, связанные с нелинейностями моделируемых физических процессов. Наилучшим вариантом является адаптивный выбор шага по времени, при котором длина шага выбирается исходя из динамики наблюдаемых изменений внутренних электрических полей, а границы скачкообразных изменений электрического режима транзистора соответствуют границам выбранных временных интервалов. Процесс выбора рациональных временных интервалов автоматизируется на основе метода итераций. Поскольку в качестве начального времени для функции отклика на импульсное воздействие нами принято характерное время сбора дырок на ловушки ($t_0 \sim 10^{-4} \div 10^{-6}$ с), определенное на основе модели прыжков по случайно распределенным состояниям в запрещенной зоне SiO_2 , то длительность всех временных интервалов при расчете процессов отжига дырок выбирается больше этого характерного времени. Результирующий сдвиг порогового напряжения МОП-транзистора в процессе облучения и отжига определяется суммой сверток при кусочном изменении начальных условий для всех парциальных изменений зарядов в ловушках с учётом двух составляющих $\Delta V_{\text{от}}$ и $\Delta V_{\text{ит}}$.

В используемом варианте алгоритма для учета энергетического спектра каждого парциального заряда заполненных дырочных ловушек используется прямоугольная аппроксимация. При этом действующее значение энергетического уровня ловушек, определяющее текущую скорость туннелирования носителей заряда, определяется положением фронта тепловой эмиссии для каждого парциального заряда. Поэтому фактически в расчете учитывается спектральное распределение заполненных дырочных ловушек в виде гистограммы, определяемой числом парциальных зарядов, захваченных к текущему моменту времени.

Важным аспектом является минимизация числа параметров модели, подлежащих идентификации по результатам экспериментальных исследований. Большинство параметров, характеризующих генерацию электронно-дырочных пар ионизирующим излу-

чением, процессы переноса дырок и ионов водорода определены ранее применительно к различным технологиям производства МОП-транзисторов и моделям теории линейных систем (смотри, например, [5]). Вместе с тем, специфические параметры, используемые в алгоритме метода вариативных сверток, подлежат идентификации по результатам экспериментальных исследований.

Все идентифицируемые параметры можно разделить на две группы:

- параметры, характеризующие тип, спектральный состав и плотность потока ионизирующего излучения;
- технологические параметры производства МОП-приборов, ответственные за долговременный отклик МОП-транзистора на радиационное воздействие.

Основные технологические параметры модели это: толщина подзатворного окисла dox , нижняя и верхняя границы эффективного энергетического спектра глубоких дырочных ловушек ($F_{E_{\min}}$, $F_{E_{\max}}$); эффективная толщина слоя глубоких дырочных ловушек $X_{T_{\max}}$ (толщина слоя напряжённых связей), доля свободных дырок, идущая на зарядку атомарного водорода n_H ; предельный сдвиг $\Delta V_{ot \max}$, обусловленный исходной концентрацией глубоких ловушек в окисле; энергия активации переноса ионов водорода в окисле Δ_0 ; контактная разность потенциалов МОП-структуры Φ_{ms} , зависящая от типа затвора.

Дополнительными параметрами являются: концентрация легирующей примеси в кремниевой подложке и эффективная энергия мелких уровней дисперсионного переноса дырок в окисле. Для идентификации параметров необходимы экспериментальные данные для составляющих сдвига порогового напряжения ΔV_{ot} и ΔV_{it} в процессе облучения и отжига при переключении напряжения на затворе МОП-транзистора. Подбор осуществляется с применением метода итераций для двух групп параметров, одна из которых, в основном, отвечает за отклик при нулевом напряжении на затворе, а вторая за отклик при высоком напряжении на затворе. Следует отметить, что идентификация параметров может быть также выполнена на основе результатов измерения только результирующего сдвига порогового напряжения МОП-транзистора. Для этих целей применительно к условиям облучения должна быть разработана специальная программа переключений электрического режима в процессе облучения и отжига МОП-транзистора. В самом деле, если, например, создать условия, при которых сразу после прекращения облучения в окисле МОП-транзистора существует инверсия электрического поля, то скорость образования поверхностных состояний становится малой, по сравнению со скоростью отжига захваченных дырок, и это можно использовать для подбора параметров модели, характеризующих отжиг захваченных дырок. А измерение сдвига порогового напряжения в области насыщения дырочных ловушек позволяет получить информацию о скорости образования поверхностных состояний.

На рис.11 и рис.12 в сопоставлении с результатами экспериментов [13] приведены примеры расчета нелинейных эффектов в радиационно-стойких МОП-транзисторах, которые обусловлены переключением электрического смещения на затворе транзистора соответственно в процессе облучения и отжига. На рис.11 видно, что переключение электрического смещения $V_g=5\text{В} \rightarrow 0\text{В}$ при достижении дозы 4 Мрад приводит к появлению эффекта радиационно-индуцированной нейтрализации заряда. Результаты расчета электрического поля в области 1 подзатворного окисла прилегающей к затвору подтвердили, что в этом случае после переключения напряжения на затворе происходит инверсия (изменение направления поля в этой части подзатворного окисла).

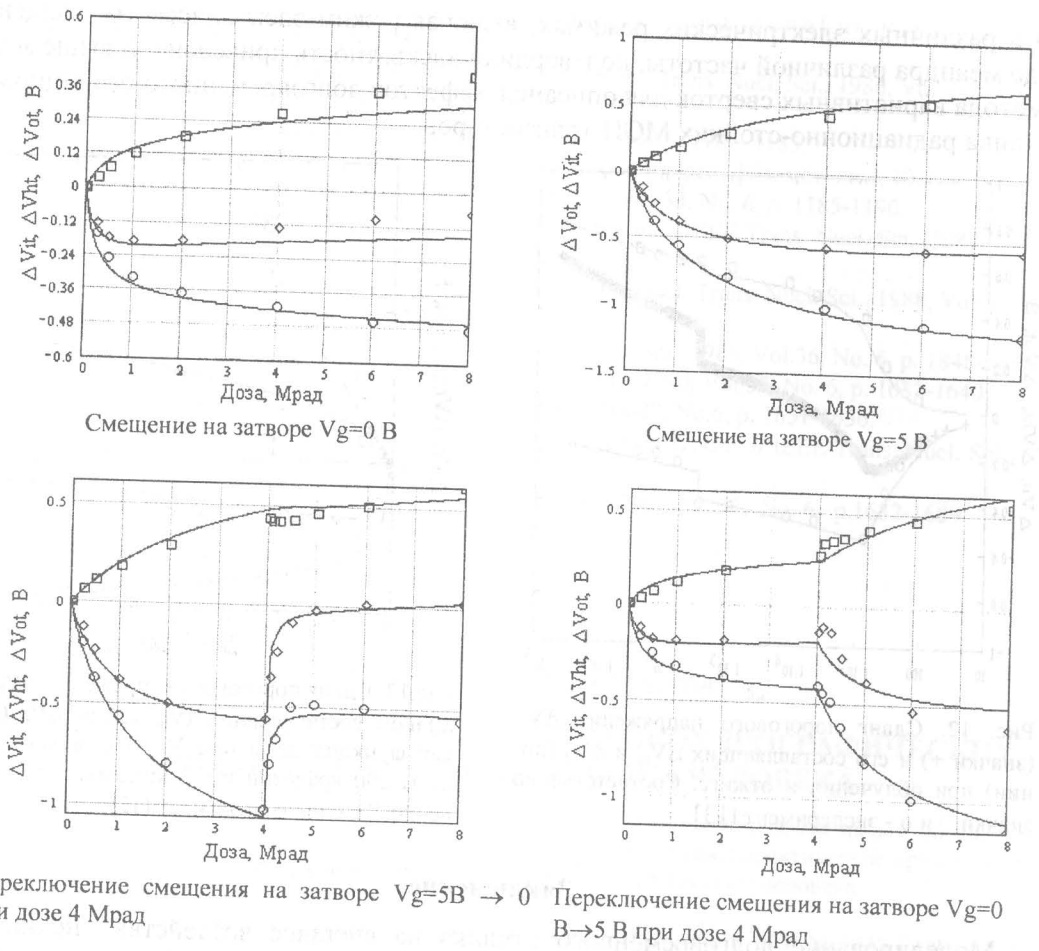


Рис. 11. Результаты расчета (линия) дозовой зависимости сдвига порогового напряжения ΔV_{th} и его составляющих ΔV_{ot} и ΔV_{it} для n-канального МОП-транзистора при неизменных параметрах модели расчета ($d_{ox}=32$ нм, рентгеновское излучение с $E_{max}=10$ кэВ, мощность дозы 200 крад/мин). Значки - экспериментальные значения [13]

На рис. 12 даны результаты расчета сдвига порогового напряжения n-МОП-транзистора (толщина окисла $d_{ox}=32$ нм) во времени после облучения рентгеновским излучением ($E_{max}=10$ кэВ, мощность дозы 16,7 крад/мин) с переключением смещения на затворе $V_g=0\text{В} \rightarrow 6\text{В}$ в процессе отжига, спустя 77,6 часа после окончания облучения дозой 200 крад. Расчет демонстрирует нелинейный эффект ускорения отжига захваченных в окисле дырок с соответствующим ускорением процесса образования поверхностных состояний на границе раздела с кремнием. Параметры расчетной модели были следующими: контактная разность потенциалов затвор-подложка - 0,65 эВ, эффективная ширина слоя глубоких ловушек - 19 нм, эффективная ширина спектра ловушек - (0,65÷0,955) эВ, количество атомарного водорода, выделяющегося на акт рекомбинации - 2, энергия активации ионов водорода - 0,76 эВ, коэффициент эффективности зарядки атомов водорода свободными дырками - 0,06.

Рис. 13 демонстрирует возможность применения расчетной модели для оценки максимальной скорости изменения порогового напряжения радиационно-стойкого МОП-транзистора в условиях низкоинтенсивного облучения путем предельного перехода в область низких интенсивностей в расчетной модели, параметры которой определены по результатам ускоренных испытаний [13]. Дополнительные расчеты радиационного отклика МОП-транзистора в сопоставлении с экспериментальными результатами

ми в различных электрических режимах, включая режим электрического смещения в виде меандра различной частоты, подтвердили адекватность приведенной выше модели и метода вариативных сверток для описания эффектов долговременного радиационного отклика радиационно-стойких МОП-транзисторов.

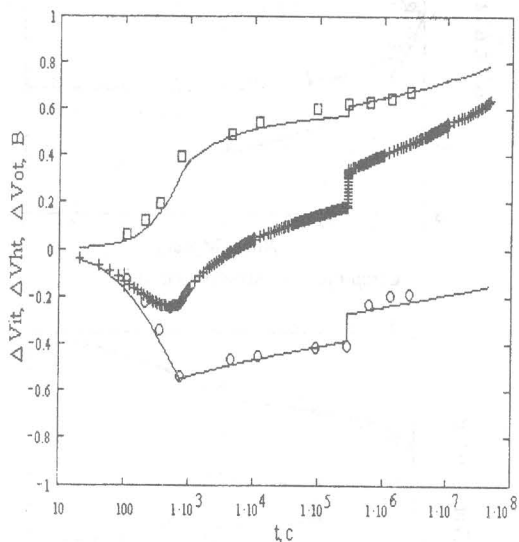


Рис. 12. Сдвиг порогового напряжения ΔV_{ht} (значки +) и его составляющих ΔV_{ot} и ΔV_{it} (линии) при облучении и отжиге. Соответственно значки \square и \circ - эксперимент [13]

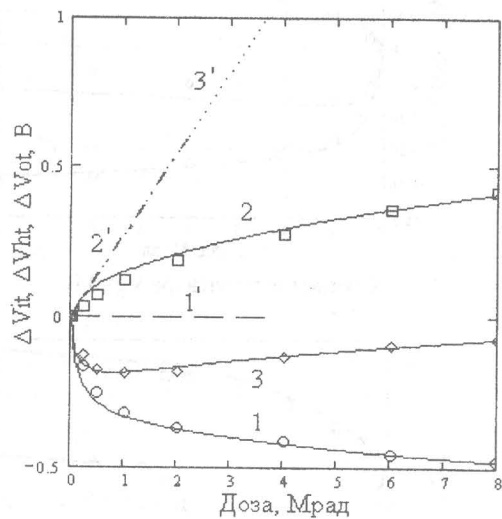


Рис.13. Сдвиг порогового напряжения ΔV_{ht} (3, 3') и его составляющих ΔV_{ot} (1, 1') и ΔV_{it} (2, 2') как функция дозы при $V_g=0$ В и мощности дозы 200 крад/мин и 0,2 крад/мин соответственно. Точки - эксперимент [13]

Заключение

Моделирование долговременного отклика на внешнее воздействие нелинейных физических систем с конечной памятью методом суммы вариативных свёрток обеспечивает:

- возможность учёта одновременно протекающих взаимосвязанных процессов,
- автоматический переход от нелинейного решения к линейному решению при уменьшении интенсивности воздействия, что важно, например, при экстраполяции результатов ускоренных испытаний на реальные условия низкоинтенсивного воздействия,
- повышенную точность экстраполяции результатов ускоренных испытаний на большие времена, поскольку решение строится на основе суммы аналитических решений, а не на основе решений, полученных методом конечных разностей.

Перспективы развития расчетной модели МОП-транзистора и метода суммы вариативных сверток могут быть связаны с созданием программного обеспечения для индивидуального прогнозирования радиационного отклика МОП-транзисторов в различных тепловых и электрических режимах работы с предварительным уточнением технологических параметров модели по результатам измерений, полученных на этапе входного контроля параметров МОП-транзистора.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Зыков В.М., Окунцов М.И., Лисицын В.М. // ВАНТ, сер. Физика радиационного воздействия на радиоэлектронную аппаратуру, 2001, вып.1-2, с. 135-141.
2. Zykov V.M. and Okuntsov M.I. // In "1st International Congress on Radiation Physics, High Current Electronics, and Modification of Materials. Proceedings. Vol.1 11th International Conference on Radiation Physics and Chemistry of Condensed Matter.", Tomsk, 2000, p.466-469.

3. Dozier C.M., Fleetwood D.M., Brown D.B., and Winokur P.S. // IEEE Trans. Nucl. Sci., 1987, Vol. NS- 34, No. 6, p. 1535-1539.
4. Benedetto J. M. and Boesch H.E., Jr. // IEEE Trans. Nucl. Sci., 1986, Vol. NS-33, No. 6, p. 1318-1323.
5. McLean F.B. // IEEE Trans. Nuc. Sci. 1988.-V.35.- No.6.- P.1178—1185.
6. Тамм И.Е. Основы теории электричества, -М.: Наука, Гл. ред. физ.-мат. лит., 1966. -624 с.
7. N.S. Saks et al // IEEE Trans. Nucl. Sci., 1986, Vol. NS-33, No. 6, p. 1185-1190.
8. R.J. Krantz, L.W. Aukerman, T.C. Zietlow // IEEE Trans. Nucl. Sci., 1987, Vol. NS-34, No. 6, p. 1196-1201.
9. N.S. Saks, C.M. Dozier and D.B. Brown //IEEE Trans. Nucl. Sci., 1988, Vol.35, No. 6, p. 1168-1177.
10. N.S. Saks and D.B. Brown // IEEE Trans. Nucl. Sci., 1989, Vol.36, No. 6, p. 1848-1657.
11. M.R. Shaneyfelt et al. // IEEE Trans. Nucl. Sci., 1990, Vol.37, No. 6, p. 1632-1640.
12. McLean F.B. // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1980, Vol. NS-27, No.6, p. 1651-1656.
13. Fleetwood D.M., Winokur P.S. and Riewe L.C. // IEEE Trans. Nucl. Sci., 1990, Vol. 37, No. 6, p. 1806-1817.
14. McWhorter P.J. et.al // IEEE Trans. Nucl. Sci., 1990, Vol. 37, No. 6, p.1682-1689.

УДК 541.1:621.357

Д.К.АВДЕЕВА, Ю.И.КРАСИЛЬНИКОВ

ФАЗОВЫЙ СПОСОБ ИЗМЕРЕНИЯ ЭЛЕКТРОКОХЛЕОГРАФИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ СЛУХОВОЙ СИСТЕМЫ ЧЕЛОВЕКА

Приводится математическое обоснование фазового способа измерения малых сигналов произвольной формы в присутствии случайных шумов, который нашел практическое применение для измерения электрокохлеографических потенциалов слуховой системы человека.

Измерение слуховых вызванных потенциалов, в том числе улитковых (электрокохлеография), получило достаточно широкое применение в клинике при исследованиях на человеке и в эксперименте на животных [1].

Электрокохлеография – это тест, который отмечает, записывает и измеряет усредненные электрические ответы в ответ на очень короткие слуховые раздражения (щелчок, фильтрованный щелчок, гармоническая волна) и является единственным техническим средством, дающим возможность исследовать объективно функцию каждого уха в отдельности с первых дней жизни, имеет значение в дифференциальной диагностике кондуктивной и нейросенсорной тугоухости, в болезни Меньера, ретрокохlearной тугоухости (невриномы слухового нерва, опухолей мозга и т.д.).

Особый интерес представляет неинвазивная регистрация текущих значений амплитуды и фазы микрофонного потенциала улитки органа слуха человека. Фаза микрофонного потенциала характеризует группу свойств улитки, связанную с временным распределением электрического ответа при воздействии синусоидального акустического сигнала и сигналов сложной формы. В результате экспериментов на животных они показали, что при стрептомициновой интоксикации происходит изменение амплитуды и фазы МП улитки, причем фазовые сдвиги свидетельствуют об особом, качественно новом характере нарушения слуха, не отражающемся в изменении амплитуды.

Для неинвазивного измерения слуховых вызванных потенциалов разработан фазовый способ измерения сигналов в присутствии случайных шумов [2]. Способ позволяет измерять сигналы произвольной формы, в том числе и гармонические.

Сущность способа заключается в многократном нелинейном преобразовании сигнала с помехой в реальном масштабе времени. Способ реализуют следующим образом: