

Возникновение электроусталости в МОП структурах в результате снижения высоты потенциального барьера при полевой ионизации атомов диэлектрика

© И.С. Савинов[¶]

Московский энергетический институт,
111250 Москва, Россия

(Получена 26 января 2004 г. Принята к печати 1 марта 2004 г.)

Выполнен расчет влияния ионизованного заряда в диэлектрике на величину избыточного тока в МОП структуре. Сравнение результатов численного расчета с экспериментальными данными показывает, что этот эффект может быть ответственным за зависящий от времени пробой сверхтонкого подзатворного диэлектрика в МОП транзисторах.

1. Введение

Надежность и длительная стабильность параметров во всем диапазоне эксплуатационных режимов — основное требование для современных интегральных схем на основе МОП транзисторов. Переход современной технологии на субмикронный уровень и использование сверхтонкого (менее 8 нм) подзатворного диэлектрика приводит к возникновению новых эффектов, являющихся потенциальными источниками нестабильности и деградации приборов.

В задачу данной работы входит рассмотрение одной из возможных причин временного снижения электрической прочности сверхтонкого подзатворного диэлектрика после пребывания МОП структуры при напряжениях, близких к предельно допустимым [1–3]. В отечественной литературе эффект временного ухудшения параметров приборов и материалов, возникающий при электрических перегрузках, называют электрострессом или электроусталостью. В данной работе будем придерживаться первого термина, относя к электроусталости эффекты обратимого ухудшения параметров, а к электрострессу — все возникающие при высоких энергетических нагрузках эффекты деградации, как обратимые, так и необратимые.

2. Модель

Предпосылкой для работы послужил экспериментальный факт возрастания положительного заряда в диэлектрике после выдержки МОП структуры при высоких электрических полях, а также наблюдаемое в случае тонких диэлектриков возрастание тока утечки [1].

В основу использованной в работе расчетной модели положено предположение о том, что ионизованные дефекты (положительные ионы), расположенные вблизи границы раздела, вызывают локальное понижение потенциального барьера между электродом и диэлектриком и соответственно приводят к локальному увеличению инжекции электронов в диэлектрик, что проявляется

в появлении дополнительного тока утечки и снижении пробивного напряжения. В задачу работы, в рамках предложенной модели, входил анализ условий, которые должны быть наложены на концентрацию и распределение ионов, чтобы обеспечить возникновение избыточных токов, по порядку величины совпадающих с наблюдаемыми экспериментально.

Рассмотрим наиболее часто используемую в транзисторах структуру Si–SiO₂–polySi (polySi — поликристаллический кремний).

Соответствующая этой структуре энергетическая диаграмма приведена на рис. 1. Предполагается, что перенос заряда через границу при наложении внешнего электрического поля определяется механизмом Фаулера–Нордгейма. Ограничимся рассмотрением ситуации, при которой приложенное напряжение относительно невелико и ширина потенциального барьера постоянна. Для численных расчетов примем, что высота потенциального барьера на границе Si–SiO₂ равна $eU_b = 2.7$ эВ.

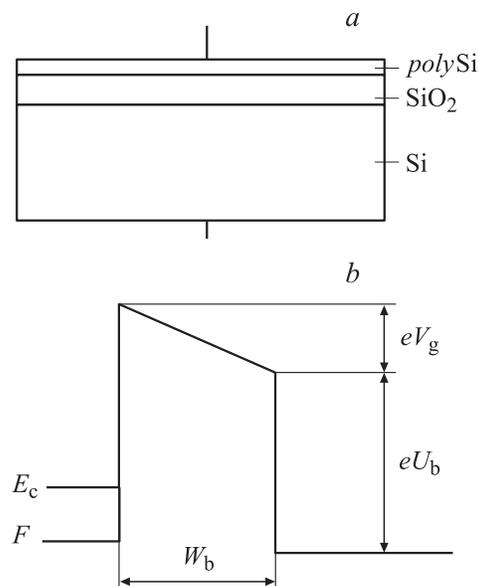


Рис. 1. Схематическое изображение рассматриваемой структуры (а) и часть соответствующей энергетической диаграммы (б).

[¶] E-mail: voronkoven@mpei.ru
Fax: (7095)362-8938

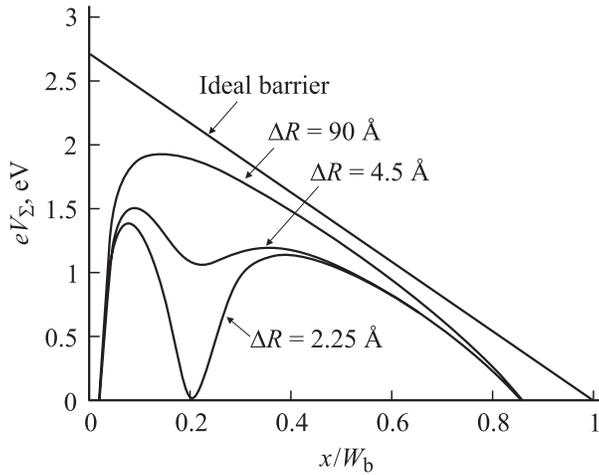


Рис. 2. Диаграммы потенциального барьера в слое диэлектрика при различном удалении траектории электрона $\Delta r = \Delta R/W_b$ от положения иона.

Будем считать, что на расстояниях, больших размера атома, распределение потенциала иона описывается законом Кулона. Также предположим, что слой Si является электростатическим „зеркалом“. В этом случае распределение потенциала можно найти с помощью метода зеркальных отображений. Для случая цилиндрических координат значение потенциала в точке (x, r) будет иметь следующий вид [4]:

$$V(x, r, a_1) = \frac{e}{4\pi\epsilon\epsilon_0 W_b} \left([\Delta r^2 + (x - a_1)^2]^{-\frac{1}{2}} - [\Delta r^2 + (x + a_1)^2]^{-\frac{1}{2}} + \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ [\Delta r^2 + (2n + x - a_1)^2]^{-\frac{1}{2}} - [\Delta r^2 + (2n - x - a_1)^2]^{-\frac{1}{2}} + [\Delta r^2 + (2n - x + a_1)^2]^{-\frac{1}{2}} - [\Delta r^2 + (2n + x + a_1)^2]^{-\frac{1}{2}} \right\} \right), \quad (1)$$

где $\Delta r = |r - r_1|$, a_1, r_1 — координаты иона, ось x направлена нормально к слою диэлектрика, значения всех координат представлены в единицах толщины пленки диэлектрика W_b , $\epsilon\epsilon_0$ — диэлектрическая проницаемость Si.

Зеркальное отображение электрона, проходящего барьер, будет вызывать деформацию профиля электростатического потенциала. Учтем эти искажения следующим образом:

$$V_e(x, r) = \frac{e}{4\pi\epsilon\epsilon_0 W_b} \left[-\frac{1}{\sqrt{2x^2}} + \sum_{n=1}^{\infty} (2n - |2n + 2x|) \right]. \quad (2)$$

Используя обозначения, приведенные на рис. 1, для результирующего распределения потенциала получим

$$V_{\Sigma}(x, r, a_1) = V(x, r, a_1) + V_e(x, r) + U_b - xV_g, \quad (3)$$

где V_g — внешняя разность потенциалов, приложенная к диэлектрику. Потенциал на левой границе диэлектрика ($x = 0$, рис. 2) предполагается равным нулю.

Для приращения туннельного тока, обусловленного наличием в диэлектрике одного иона, получим

$$\Delta I = \frac{4\pi e m^2 k T}{h^3} \exp\left(-\frac{E_c - F}{kT}\right) \int_0^{v_{x \max}} \exp\left(-\frac{mv_x^2}{2kT}\right) v_x dv_x, \quad (4)$$

где

$$v_{x \max} = \sqrt{\frac{2eU_b}{m}},$$

E_c и F — потолок зоны проводимости и уровень Ферми поликристаллического кремния, v_x — компонента скорости электрона.

Разница между вероятностью прохождения электрона через потенциальный барьер в присутствии иона и вероятностью прохождения электрона через первоначальный потенциальный барьер на единицу площади определяется выражением

$$\Delta P = \int_0^1 \int_{R_a/W_b}^{\infty} 2\pi r \left\{ \exp\left[-\frac{2\sqrt{2m}}{\hbar} \int_0^1 (V_{\Sigma} - E)^{1/2} dx\right] - \exp\left[-\frac{2\sqrt{2m}}{\hbar} \int_0^1 (V_{\Sigma} - V - E)^{1/2} dx\right] \right\} dr da, \quad (5)$$

где R_a — минимальное расстояние, на которое электрон может пройти от центра ионизованного атома и избежать захвата. Вероятность прохождения электрона через потенциальный барьер усредняется относительно всех возможных положений иона в слое диэлектрика.

3. Результаты расчета и их обсуждение

Из экспериментальных данных [1] следует, что при длительном электрострессе ток утечки вначале увеличивается незначительно, однако по истечении интервала времени порядка $2 \cdot 10^3$ с ток становится зашумленным и резко возрастает, а затем, спустя примерно $2 \cdot 10^3$ с, развивается тепловой пробой.

В работе [1] явление увеличения тока утечки в области слабых полей было названо квазипробоем и показана соответствующая для этого случая зависимость тока утечки от потенциала затвора. В [1] также сообщается, что явление квазипробоя развивается в отдельных локализованных областях образца и наблюдается только в тонких (менее 8 нм) пленках оксида кремния. При этом из результатов [1] следует, что общая площадь областей, в которых развивается явление квазипробоя, составляет приблизительно 0.001 от общей площади образца.

Полагая $R_a = 1 \text{ \AA}$, что приблизительно равно радиусу атома, из (4) получим, что приращение туннельного тока, вызванного одним ионом составляет величину порядка 10^{-27} А.

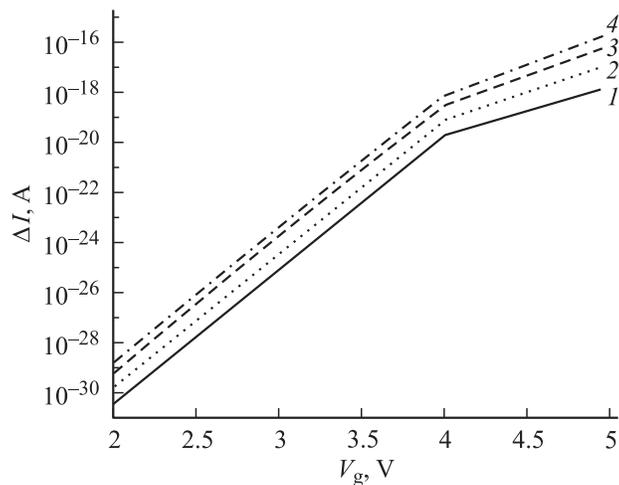


Рис. 3. Расчетные зависимости тока утечки ΔI от потенциала затвора V_g при наличии в диэлектрике нескольких продольно расположенных положительных ионов: 1 — 1 ион, 2 — 2 иона, 3 — 3 иона, 4 — 4 иона.

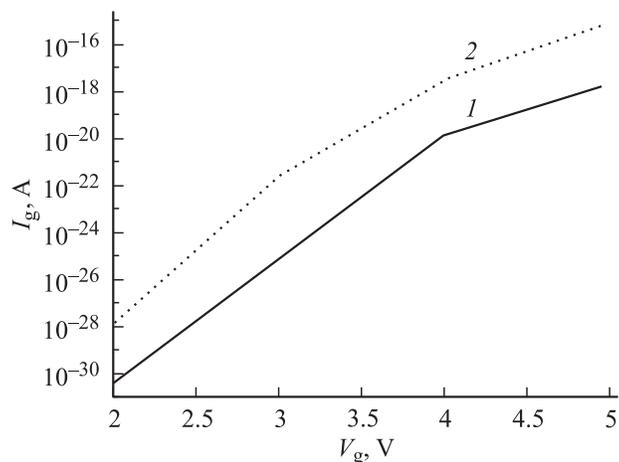


Рис. 4. Расчетная зависимость тока утечки I_g от потенциала затвора V_g при различных значениях высоты потенциального барьера U_b , эВ: 1 — 2.7, 2 — 2.6.

Рассчитывая добавочный туннельный ток, обусловленный одним положительным ионом, при различных значениях потенциала затвора получим зависимость тока утечки от потенциала затвора. При этом толщину диэлектрика, как и ранее, полагаем равной 4.5 нм, что соответствует толщине образца, использованного в работе [1]. Характер полученной зависимости хорошо совпадает с характером аналогичной зависимости, приведенной в [1]. Очевидно, что несколько ионов, расположенных друг за другом в продольном направлении, более эффективно снижают высоту потенциального барьера и приводят к большему увеличению туннельного тока. Для того чтобы учесть этот случай, следует добавить в соотношение (3) несколько новых членов:

$$V_{\Sigma}(x, r, a_1) = V_1(x, r, a_1) + \dots + V_4(x, r, a_1) + V_e(x, r) + U_b - xV_b. \quad (6)$$

На рис. 3 приведены рассчитанные значения избыточного тока ΔI от напряжения на затворе V_g для случаев различного количества ионов, ассоциированных вблизи границы. Общий характер рассчитанных зависимостей аналогичен экспериментальным кривым, полученным в работе [1].

Из рис. 3 следует, что подобные пространственные комбинации ионов приводят к значительному увеличению тока утечки, однако необходимо помнить, что полученные результаты являются лишь приближенной оценкой и не являются количественно точными. Можно показать, что даже относительно небольшая неточность для значения высоты потенциального барьера приводит к погрешности в результатах на несколько порядков величины. На рис. 4 приводится зависимость туннельного тока от напряжения затвора при двух различных высотах барьера.

Оценим максимально возможный ток утечки в предположении, что площадь образца, как и в работе [1], равна 10^{-4} см. Полный ток получим из соотношения

$$I = \Delta J \gamma N_a, \quad (7)$$

где N_a — число расположенных на поверхности образца атомов, γ — доля положительно ионизованных поверхностных атомов, ΔJ — добавочный туннельный ток, приходящийся на один канал проводимости.

Порядок величины γ можно принять равным 0.001, исходя из результатов [1], т.е. предположить, что ионизован один из тысячи атомов поверхности. Значение γ можно оценить из результатов, приводимых в работе [5], где сообщается, что среднее расстояние между ионизованными дефектами в SiO_2 при напряжении, близком к пробойному, становится равным 3 нм. В результате из соотношения (7) получим значение тока порядка 10^{-8} А, что хорошо согласуется с данными работы [1].

4. Заключение

Выполненное в работе рассмотрение показывает, что возникновение положительных ионов в диэлектрике и последующее локальное снижение высоты потенциального барьера может быть одним из возможных механизмов возникновения тока утечки подзатворного диэлектрика МОП транзисторов после его выдержки при напряжениях на затворе, близких к предельно допустимым.

Список литературы

- [1] O. Briere, A. Halimaoui, G. Chibaudou. Sol. St. Electron., **41** (7), 347 (1997).
- [2] T. Brozek, E.C. Szyper, C.R. Viswanathan. Sol. St. Electron., **41** (7), 995 (1997).
- [3] А.С. Дудников, Н.А. Зайцев. Электрон. техн., сер. 3, Микроэлектроника, № 1, 33 (2001).
- [4] F.W. Shmidlin. J. Appl. Phys., **37** (7), 2823 (1966).

Редактор Т.А. Полянская

**MOS structures electro-fatigue origination
as a result of barrier height reduction
under influence of field ionization
of atoms in a dielectric**

I.S. Savinov

Moscow Power Engineering Institute,
111250 Moscow, Russia

Abstract The influence of ions in dielectric on an excess current in MOS structure is investigated. A comparison between simulation results and experimental data demonstrates that this effect could be responsible for time-dependent breakdown of ultra thin gate oxide in MOS transistors.