

©1995 г.

МЕХАНИЗМ ФОРМИРОВАНИЯ СТАЦИОНАРНЫХ ОБРАТНЫХ ВОЛЬТ-АМПЕРНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК МДП СТРУКТУР С ПЕРЕНОСОМ ЗАРЯДА

И.В.Грехов, А.Ф.Шулекин, М.И.Векслер

Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе Российской академии наук,
194021, Санкт-Петербург, Россия
(Получена 31 мая 1994 г. Принята к печати 7 июня 1994 г.)

Предлагается модель, позволяющая с единых позиций объяснить вид обратных вольт-амперных характеристик МДП структур с переносом заряда, изготовленных на кремнии *n*- и *p*-типа в широком диапазоне толщин диэлектрика. Ключевым моментом является учет эффекта оже-ионизации, производимой в полупроводнике инжектируемыми из металла горячими носителями. При обратном смещении в МДП структуре именно этот механизм компенсирует утечку неосновных носителей, а значит, обеспечивает поддержание высокого напряжения на диэлектрике. Приводятся экспериментальные данные, подтверждающие предлагаемую модель.

Введение

Известно, что при достаточно большом поле в диэлектрике МДП структуры возможно протекание через него тока высокой плотности. В наиболее интересной в практическом отношении системе $\text{Al}/\text{SiO}_2/\text{Si}$ при поле в окисле 10^7 В/см плотность протекающего тока может достигать 10^{-2} А/см² и даже более [1]. Такие режимы, близкие к пробою, интенсивно исследуются в связи с проблемой надежности полевых транзисторов.

При этом вне поля зрения исследователей обычно остается весьма важный вопрос о распределении приложенного к МДП структуре напряжения между слоем диэлектрика и полупроводниковой подложкой.

Для МДП структур без переноса заряда как при прямом, так и при обратном смещении практически все приложенное напряжение падает на диэлектрике [1].

Ситуация радикально меняется при наличии переноса заряда в условиях обратного смещения. Дело в том, что при не слишком высоком уровне легирования полупроводника (менее 10^{18} см⁻³) поле в диэлектрике порядка 10^7 В/см может быть обеспечено только при инверсии типа проводимости полупроводника на границе Si/SiO_2 и накоплении у этой границы заряда подвижных носителей (около 10^{13} Кл/см²).

При этом через диэлектрик протекает некоторый ток утечки неосновных носителей, который для поддержания поля в диэлектрике должен быть компенсирован поступлением носителей из объема. Для системы Al/SiO₂/Si при переносе электронов и дырок по механизму Фаулера-Нордгейма дырочная компонента тока через диэлектрик может быть меньше электронной всего лишь на 2 порядка [2], т.е. может составлять, например, $10^{-4} \div 10^{-5}$ А/см². Как следует из элементарных оценок, ток термогенерации в области пространственного заряда не может обеспечить такую утечку.

Как будет показано в данной работе, таким источником может быть оже-ионизация полупроводника горячими носителями, инжектируемыми из металла. Действительно, ток оже-ионизации определяется произведением величины тока инжекции неосновных носителей на вероятность ионизации P ; последняя может составлять заметную величину уже при небольших энергиях (например, по оценкам [2], в n -Si $P = 0.01$ при энергии инжектированных электронов $\simeq 1.2$ эВ). В результате протекание тока через структуру может сопровождаться генерацией неосновных носителей, ток которых составляет единицы процентов от полного тока через прибор. Как показывают работы [2,3], посвященные МДП структурам с туннельно-тонким диэлектриком, только учет тока оже-ионизации позволяет объяснить наблюдаемые вольт-амперные характеристики (ВАХ) структур. В настоящей работе представления о решающей роли оже-ионизации распространяются на описание процессов в МДП структурах с диэлектриком значительно большей толщины.

Физическая модель МДП структуры с переносом заряда

Основным уравнением, определяющим поведение МДП структуры с переносом заряда, является уравнение баланса неосновных носителей у границы раздела полупроводник-диэлектрик, так как именно этот баланс определяет распределение напряжения между слоем диэлектрика и областью пространственного заряда в полупроводнике. Будем говорить, для определенности, о структуре, изготовленной на подложке из n -Si. Существует три основных канала ухода дырок из области интерфейса (рис. 1) — ток утечки в металл I_m , ток в толщу полупроводника I_s и ток рекомбинации I_r . Возможными каналами поступления дырок являются термогенерация I_{th} , фототок I_{ph} и, при определенных условиях, ток, создаваемый при пробое полупроводника I_{br} . Однако, как нам представляется, еще более важную роль играет ток оже-генерации I_a , производимой горячими электронами, инжектируемыми из металла в диэлектрик и попадающими в полупроводник после переноса в зоне проводимости диэлектрика. Энергия этих электронов при попадании в полупроводник по крайней мере не меньше чем разрыв зон проводимости на границе диэлектрик-полупроводник [4]. Этот ток можно записать в виде $I_a = I_e P$, где I_e — ток электронов, инжектируемых из металла, P — вероятность ионизации. Способность электрона к оже-ионизации определяется как его начальной энергией на границе SiO₂/Si, так и (в меньшей степени) дополнительной энергией, приобретаемой в электрическом поле в полупроводнике. Итак, уравнение баланса имеет вид

$$I_{th} + I_{ph} + I_e P + I_{br} = I_s + I_m + I_r. \quad (1)$$

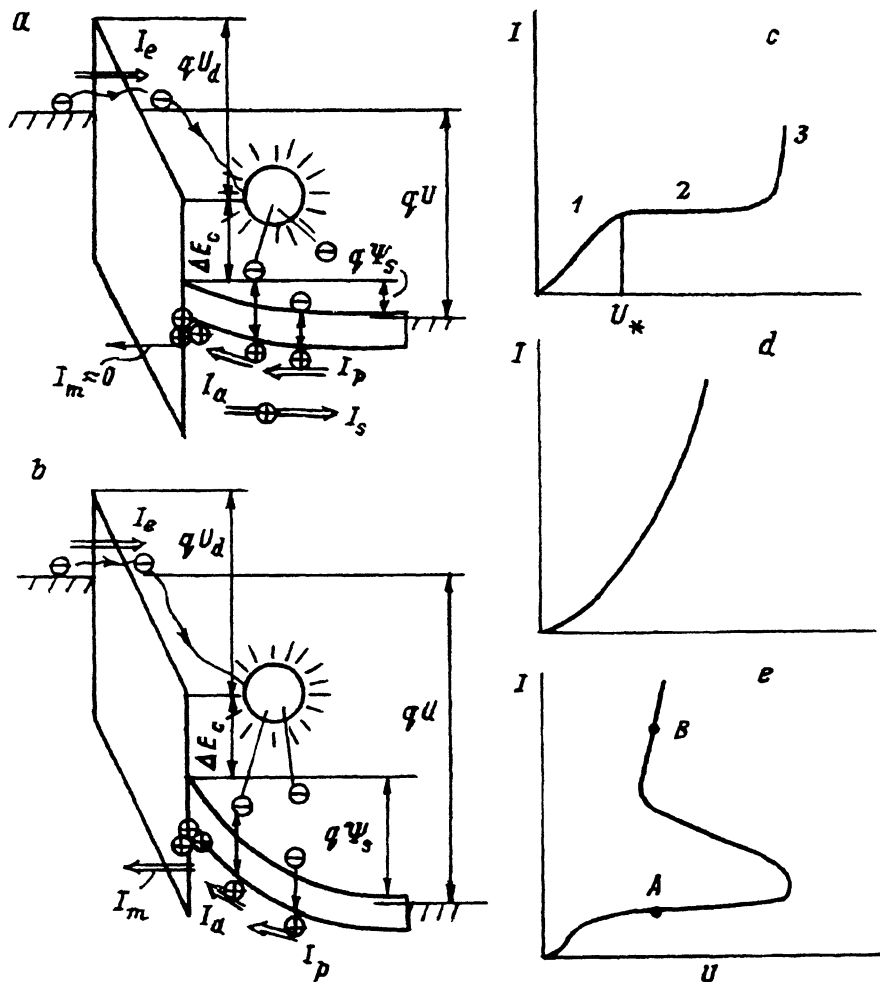


Рис. 1. Зонная диаграмма (a,b) и ВАХ (c-e) МДП структуры при обратном смещении: a — без переноса дырок через диэлектрик, $I_m < I_{th}$, $q\Psi_s \leq 1\text{эВ}$; b — при большой утечке дырок через диэлектрик, $I_s = 0$; большой кружок — процесс оже-ионизации, $I_p = I_{th} + I_{ph} - I_r$, $\Delta E_c = 3.1\text{эВ}$; c — ток оже-ионизации мал ($I_a \approx 0$), участки ВАХ: 1 — $U_d \approx U$, 2 — $U_d \approx U_*$, возрастает Ψ_s , 3 — пробой полупроводника; d — высокая эффективность оже-ионизации; e — промежуточный случай между c и d; на ВАХ отмечены точки, соответствующие A — I_s , $I_a \approx 0$, $I_{th} + I_{ph} = I_m$; B — $I_a + I_{th} + I_{ph} = I_m + I_s$.

Ток I_s существует в режимах с малым падением напряжения на области объемного заряда, т.е. тогда, когда мал барьер, препятствующий уходу дырок в квазинейтральную область. Ток термогенерации в первом приближении определяется поверхностным потенциалом Ψ_s и, вообще говоря, изменяется лишь в небольших пределах. Если речь идет о режимах с переносом заряда, то имеется в виду, что $I_m > I_{th}$. Для рассмотрения возможных ВАХ МДП структур с переносом заряда проанализируем перераспределение напряжения между диэлектриком и полупроводниковой подложкой, возникающее при увеличении обрат-

ного напряжения U , прикладываемого к МДП структуре. При относительно малых U (рис. 1,а) практически все приложенное к структуре напряжение падает на диэлектрике. При этом утечка дырок в металл I_m меньше суммы $I_{th} + I_{ph}$. Избыток дырок выбрасывается в толщу Si. Как только при увеличении напряжения на диэлектрике требующаяся утечка I_m начинает превосходить ток $I_{th} + I_{ph}$, поступающий из объема, становятся принципиально возможными две предельные ситуации. Первая — ток I_a пренебрежимо мал. В этой ситуации дальнейшее увеличение напряжения на изоляторе и тока через структуру резко замедляется. Напряжение в основном падает на полупроводнике, увеличивая потенциал поверхности Ψ_s (рис. 1,б). Дальнейший рост напряжения на диэлектрике имеет место только при пробое полупроводника (рис. 1,с). В противоположной ситуации, если роль оже-эффекта велика, так что утечка в металл обеспечивается именно за счет тока оже-дырок (рис. 1,д), почти все напряжение U независимо от его величины оказывается приложенным к диэлектрику.

Понятно, что возможны и различные «промежуточные» ситуации, связанные с возрастанием роли оже-ионизации при увеличении напряжения на окисле. В частности, возможна бистабильность ВАХ структуры (рис. 1,е), природа которой заключается в том, что при одних и тех же значениях U и I_{ph} при малых токах реализуется режим, в котором $I_m = I_{th} + I_{ph}$ (I_a мало), а при больших токах — режим $I_m + I_s = I_a + I_{ph} + I_{th}$ (I_a очень велико).

Отметим, что развитый выше подход может быть применен для описания поведения МДП структур в широком диапазоне толщин диэлектрика, с любым механизмом переноса заряда.

Экспериментальные результаты и их обсуждение

В экспериментах использовались структуры Al/SiO₂/Si (подложки как n -, так p -типа) с толщиной SiO₂ 50÷300 Å, который формировался термическим окислением в токе сухого кислорода при температуре 600–850 °С. В таких структурах наблюдался широкий спектр обратных ВАХ в темноте и при освещении: суперлинейная ВАХ при отсутствии заметной фоточувствительности (рис. 2,а), семейство S -образных характеристик (рис. 2,б), семейство характеристик с насыщением тока (величина ток насыщения возрастала с ростом интенсивности света, рис. 2,с). Первая из этих ситуаций (рис. 2,а) была характерна для структур, изготовленных на основе сильно легированного n -Si

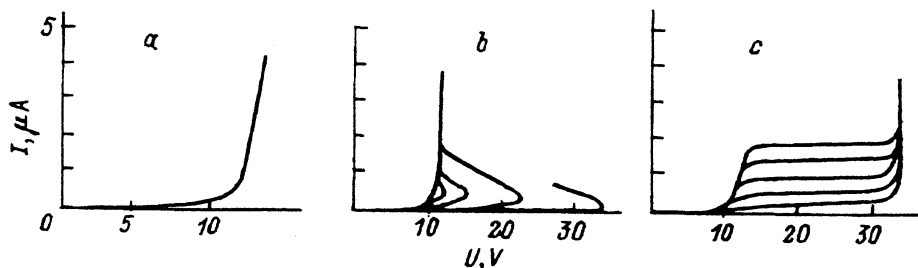


Рис. 2. Экспериментальные обратные ВАХ МДП структур с площадью 10^{-3} см² на подложках: а, б — n -Si, с — p -Si с удельным сопротивлением ρ , Ом·см: а — 0,01, б — 1, с — 10.

($\rho \approx 0.01$ Ом·см). S -образность ВАХ наблюдалась у структур на n -Si с удельным сопротивлением от 0.2 до 5 Ом·см и более. Характеристики, подобные показанным на рис. 2, b , наблюдались у структур на p -Si и в отдельных случаях на n -Si. Как видно из сопоставления рис. 2 и рис. 1, c , d , e , на практике реализуется весь спектр характеристик, которые были предсказаны предложенной моделью МДП структуры с переносом заряда. Отметим, что подобные характеристики наблюдались ранее [3,5] и у структур с туннельно-тонким окислом.

Заслуживает обсуждения вопрос о причине разнообразия ВАХ, наблюдающихся у структур с достаточно близкими параметрами. Основным механизмом переноса заряда через окисел в исследованном диапазоне толщин является туннелирование Фаулера–Нордгейма. При таком механизме переноса электроны попадают в зону проводимости Si и далее переносятся по зоне с потерей энергии, так что их средняя энергия у интерфейса Si/SiO₂ оказывается близкой к величине разрыва зоны проводимости Si/SiO₂ (3.10 эВ) и, естественно, несколько возрастает с ростом напряжения на диэлектрике. Отношение электронного и дырочного тока через диэлектрик I_e/I_m в системе Al/SiO₂/Si, как уже отмечалось, составляет примерно 100 [1], а вероятность ионизации P близка к 0.1 при энергии 3.10 эВ [6]. В результате ток оже I_a и ток утечки I_m оказываются сопоставимыми по величине и небольших различий в свойствах окисла оказывается достаточно, чтобы изменить соотношение между упомянутыми токами в ту или иную сторону. Последнее, как следует из анализа уравнения баланса, может радикально изменить ВАХ структуры. В структурах на p -Si электронная утечка в металл намного превосходит ток дырочной инжекции, поэтому ударная ионизация дырками, если она и происходит, играет лишь второстепенную роль. Как следствие, ВАХ структур на p -Si всегда имеет участок насыщения тока вплоть до пробоя.

Обсудим кратко влияние уровня легирования подложки на свойства исследуемых структур. Поле в диэлектрике может создаваться двумя типами зарядов — зарядом обедненного слоя и зарядом инверсионного слоя, сформированного подвижными носителями. Чем сильнее легирование Si, тем большую роль в создании напряжения на диэлектрике играет неподвижный заряд обедненного слоя. Следствием этого являются уменьшение тока утечки в металл (уменьшается заряд дырок, соответствующий данному напряжению на диэлектрике) и увеличение дополнительной энергии, приобретаемой инжектированными электронами в области пространственного заряда, так как увеличивается поле в полупроводнике. Оба эти обстоятельства приводят к тому, что эффекты оже-ионизации проявляются сильнее. При этом можно ожидать, что будет легче удовлетворяться условию $I_m < I_e P$ как за счет роста вероятности P , так и за счет уменьшения I_m . Это означает, что при увеличении легирования для приборов будут более типичны характеристики с относительно менее выраженной S -образностью либо вообще без нее, если почти все приложенное напряжение падает на диэлектрике.

Авторы выражают благодарность С.В. Белову и О.В. Войцышенко за помощь в изготовлении образцов.

- [1] А.П. Барабан, В.В. Булавинов, П.П. Коноров. *Электроника слоев SiO₂ на кремнии* (Л., Изд. ЛГУ, 1988).
- [2] М.И. Векслер, И.В. Грехов, А.Ф. Шулекин. *Письма ЖТФ*, **18**, 1 (1993).
- [3] I.V. Grekhov, A.F. Shulekin, M.I. Vexler. *Sol. St. Commun.*, **87**, 341 (1993).
- [4] D.J. Di Maria, T.N. Theis, J.R. Kirtley, F.S. Pesavento, D.V. Dong, S.D. Brorson. *J. Appl. Phys.*, **57**, 1214 (1985).
- [5] S.K. Lai, P.V. Dressendorfer, T.P. Ma, R.C. Barker. *Appl. Phys. Lett.*, **38**, 41 (1981).
- [6] W.E. Drummond, J.L. Moll. *J. Appl. Phys.*, **42**, 5556 (1971).

Редактор Т.А. Полянская

A novel description of the reverse I-V characteristics of MIS structures with charge transport

I.V. Grekhov, A.F. Shulekin, M.I. Vexler

A.F. Ioffe Physicotechnical Institute, Russian Academy of Sciences, 194021 St. Petersburg, Russia

A model for describing the reverse current-voltage characteristics of MIS structures on *n*-(*p*-)Si wafer is proposed for operation conditions with a noticeable charge transport. It is stated that Auger ionization that was caused by hot carriers injected from the metal into the semiconductor plays the key role in MIS structures regardless of the insulator thickness. Under the reverse bias, it is the main source of minority carriers when they are being lost by the leakage; therefore a high voltage across the insulator is maintained namely due to Auger ionization. Experimental verifications of this model are presented.
