

ПРОСТРАНСТВЕННОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЗАРЯДОВ, ПРОГЕНЕРИРОВАННЫХ ТУННЕЛЬНОЙ ИНЖЕКЦИЕЙ ЭЛЕКТРОНОВ ИЗ КРЕМНИЯ В ТЕРМИЧЕСКИЙ ДИОКСИД МДП СТРУКТУРЫ

Солдатов В. С., Воеводин А. Г., Варлашов И. Б.,
Коляда В. А., Соболев Н. В.

С помощью разработанной методики расчета пространственного распределения заряда в диэлектрике МДП структур по их фотоинжекционным характеристикам исследовано распределение зарядов, возникающих после туннельной инжекции электронов в структурах $\text{Mo-SiO}_2\text{-Si}$, пассивированных фосфорно-силикатным стеклом (ФСС). Показано, что в ФСС накапливается отрицательный заряд. Положительный заряд генерируется у границы Si-SiO_2 . Получены пространственные распределения зарядов обоих знаков.

Актуальной задачей физики и технологии структур металл—диэлектрик—полупроводник (МДП) является экспериментальное получение пространственного распределения зарядов, возникающих в диэлектрике под действием радиации [1] и высоких электрических полей [2]. Однако систематические исследования координатных зависимостей зарядов $\rho(x)$, встроенных в диэлектрик, не проводятся. В значительной степени это обусловлено отсутствием удовлетворительной экспериментальной методики. Обычно используемый [2] метод послышного сравнения имеет тот очевидный недостаток, что физико-химическое воздействие на диэлектрик во время травления может исказить $\rho(x)$, существовавшее до травления. Недавно предложен метод [3], основанный на аннигиляции положительного заряда (прогенерированного радиацией или высокополювым воздействием) электронами, вводимыми в диэлектрик фотонно-стимулированным туннелированием. К сожалению, этот метод не применим для изучения распределения отрицательных зарядов.

Изучение $\rho(x)$ можно проводить с помощью фотоинжекционных (ФИ) вольт-амперных (ВАХ) [4] или спектральных [5] характеристик МДП структур. Обе методики не получили широкого распространения, так как расчеты по ВАХ сопряжены с весьма громоздкими, плохо сходящимися итерационными процедурами, а методика [5] требует большого объема экспериментальных измерений, что приводит к значительному изменению заряда в диэлектрике.

Эффективное использование фотоинжекции для исследования $\rho(x)$ возможно в том случае, если существенно упростить алгоритм обработки экспериментальных данных при сохранении объема измерений в разумных пределах.

В настоящей работе изучалось пространственное распределение зарядов, возникающих в диэлектрике после туннельной инжекции электронов из полупроводника. Расчет $\rho(x)$ проводился по фотоинжекционным ВАХ с помощью разработанной нами методики, в которой учитывались сформулированные требования.

Экспериментальная методика и исследуемые образцы

Для расчета $\rho(x)$ мы предлагаем методику, основанную на измерении фотоинжекционных ВАХ при двух различных энергиях фотонов $h\nu_1$ и $h\nu_2$ для «ис-

ходного» [$\rho(x)=0$] и «заряженного» [$\rho(x)\neq 0$] образцов. Соответствующие ВАХ описываются приводимыми в работе [4] выражениями

$$I_{0i} = A_i \left(h\nu_i - E_0 + \frac{k}{x_0} \right)^n \exp\left(-\frac{x_0}{L}\right),$$

$$I_{ci} = A_i \left(h\nu_i - E_0 + \frac{k}{x_c} - \int_0^{x_0} \frac{x}{\epsilon_D} \rho(x) dx \right)^n \exp\left(-\frac{x_c}{L}\right),$$
(1)

где $i=1, 2$; A_i — постоянные при данной интенсивности и $h\nu_i$; E_0 — высота потенциального барьера при равном нулю падении потенциала (V) на диэлектрике; $k=q/8\pi\epsilon_I$; q — заряд электрона; ϵ_I, ϵ_D — высоко- и низкочастотные диэлектрические постоянные диэлектрика; $x_0 = [k(D/2V)]^{1/2}$; x_c — координаты максимума потенциала в диэлектрике при $\rho(x)=0$ и $\rho(x)\neq 0$ соответственно; D — толщина диэлектрика; L — средняя длина свободного пробега в диэлектрике фотонинжектированных электронов; $n=2$ и $n=3$ при фотонинжекции из металла и полупроводника соответственно.

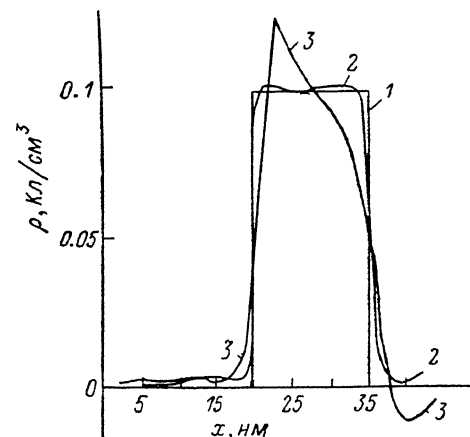


Рис. 1. Результаты численного моделирования.

1 — заданное $\rho(x)$, 2 — расчет по разработанной методике, 3 — расчет по методике, предложенной в работе [7].

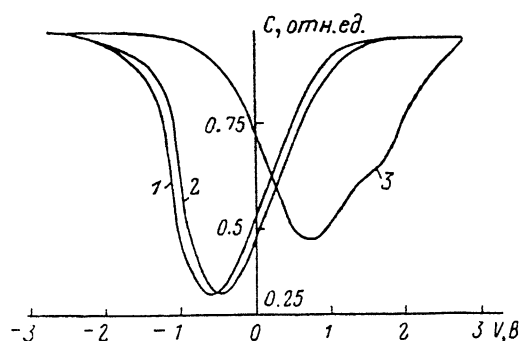


Рис. 2. ВФХ исследуемых образцов.

1 — исходная, 2 — после измерения I_{01}, I_{02} , 3 — после туннельной инжекции.

Из экспериментальных кривых $I_{0i}(V)$ рассчитаем A_i и L , после чего найдем зависимость

$$x_c(V) = -nL \ln \left[\frac{(I_{c1}/A_1)^{1/n} - (I_{c2}/A_2)^{1/n}}{h\nu_1 - h\nu_2} \right],$$
(2)

где I_{c1} и I_{c2} — измеренные ВАХ после «заряжения» МДП структуры. Затем, дифференцируя по x_c приводимое в работе [6] соотношение

$$(x_c^{-2} - x_0^{-2}) = \frac{16\pi\epsilon_I}{q\epsilon_D} \int_{x_0}^D \rho(x) dx,$$
(3)

получим выражение для расчета $\rho(x_c)$:

$$\rho(x_c) = \frac{q\epsilon_D}{8\pi\epsilon_I} \left(x_c^{-3} - x_0^{-3} \frac{dx_0}{dx_c} \right).$$
(4)

Заметим, что $x_0(V)$ легко рассчитывается [4], а dx_0/dx_c определяется численно после описания полиномом полученной с помощью (2) зависимости $x_c(V)$.

Для проверки предлагаемого способа расчета $\rho(x)$ проведено численное моделирование фотонинжекции из Si в SiO₂ при ступенчатом (рис. 1, кривая 1) распределении $\rho(x)$. При заданном $\rho(x)$ вычислялись I_{ci} , а затем $\rho(x)$ по вышеописанной методике.

санной методики. Результаты расчетов при $h\nu_1, h\nu_2 > E_0 = 4.32$ эВ и $L = 3.5$ нм, показанный на рис. 1 (кривая 2), обнаруживает хорошее совпадение рассчитанного и заданного значений $\rho(x)$.

Для сравнения на рис. 1 показано $\rho(x)$ (кривая 3), полученное по методике, изложенной в работе [4]. При расчете использовался (предложенный авторами [4]) упрощенный алгоритм, поскольку при реализации методики по полной схеме возникают сложности, выводящие ее за пределы целесообразности практического применения. Из рис. 1 видно, что полученный по предлагаемой нами методике результат (кривая 2) значительно лучше совпадает с заданным $\rho(x)$ (кривая 1), чем распределение (кривая 3), найденное по методике, изложенной в работе [4].

Экспериментальные результаты и обсуждение

Исследования проводились на МДП структурах Si—SiO₂—Mo, сформированных на кремнии КЭФ-4.5 ориентации (100). Диоксид толщиной 45 нм выращивался в сухом O₂ при 950 °С и пассивировался фосфорно-силикатным стеклом (ФСС). Толщина ФСС составляла (10 ± 2) нм. Электроды затвора толщиной ~20 нм и диаметром 1.2 мм создавались фотолитографией по Mo, осажденному магнетронным методом.

Источником излучения при ФИ служила лампа ДКСэл-1000. Для облучения образцов светом определенной длины волны применялся монохроматор МДР-2.

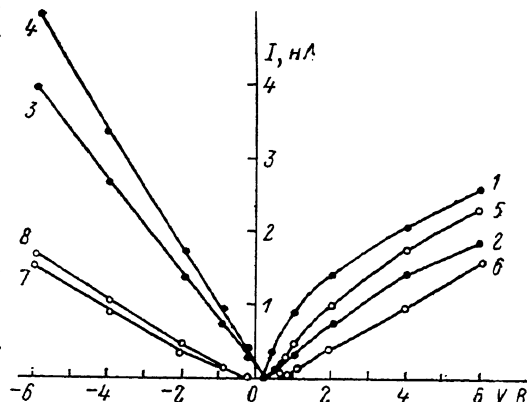


Рис. 3. Фотоинжекционные ВАХ до (темные точки) и после (светлые) туннельной инжекции для МФГ Si—SiO₂ (1, 2, 5, 6) и Mo—SiO₂ (3, 4, 7, 8).

Экспериментально измеренные (по методу, предложенному в работе [7]) значения E_0 для межфазных границ (МФГ) Si—SiO₂ и Mo—SiO₂ равны соответственно (4.32 ± 0.06) и (3.90 ± 0.06) эВ. Значение E_0 для Si—SiO₂ совпадает с приведенным в [7]. Сведения о E_0 для МФГ Mo—SiO₂ в литературе отсутствуют.

Туннельная инжекция электронов из Si в SiO₂ осуществлялась импульсным напряжением, обеспечивающим напряженность поля в диоксиде 7.7 МВ/см. Зарядовое состояние образцов до и после туннельной инжекции и ФИ контролировалось с помощью квазистатических вольт-фарадных (ВФХ) характеристик.

На рис. 2 показаны ВФХ, измеренные на исходной [$\rho(x) = 0$] структуре (кривая 1), после измерения I_{0x} (кривая 2) и после туннельной инжекции (кривая 3). Видно, что ФИ приводит к незначительному захвату отрицательного заряда (Q_N) в SiO₂, что вызывает сдвиг ВФХ (рис. 2, кривая 2) в область положительных потенциалов на Mo на 0.1 В относительно исходной ВФХ (кривая 1). Туннельная инжекция при 7.7 МВ/см и протекшем заряде $5 \cdot 10^{-4}$ Кл/см² приводит к существенному росту Q_N , что отражается в смещении ВФХ (рис. 2, кривая 3) на 1.2 В по оси напряжений. Изменение формы ВФХ после туннельной инжекции свидетельствует о генерации донорных поверхностных состояний (ПС) на МФГ Si—SiO₂. ФИ после туннельной инжекции не дает регистрируемого ВФХ изменения зарядового состояния образца. Это свидетельствует о слабом воздействии в нашем случае ФИ на заряд, прогенерированный в SiO₂, что является принципиально необходимым для корректного применения ФИ при изучении $\rho(x)$.

На рис. 3 показаны ФИ ВАХ до и после туннельной инжекции, измеренные при $h\nu_1 = 4.94$ (кривые 1, 3, 5, 7) и $h\nu_2 = 4.74$ эВ (кривые 2, 4, 6, 8).

Расчет L дал значения 2.0 нм (рис. 3, кривые 1, 2) и 1.5 нм (рис. 3, кривые 3, 4) для МФГ Si—SiO₂ и Mo—SiO₂ соответственно. Рассчитанные значения E_0 ,

L , A_1 , A_2 позволили описать $I_{01}(V)$ и $I_{02}(V)$ для обеих МФГ с отклонениями не более 3%. Заметим, что превышение I_{02} над I_{01} (рис. 3, кривые 4, 3 соответственно) связано с большей интенсивностью излучения ДКСЭЛ-1000 при $h\nu_2 = 4.74$, чем при $h\nu_1 = 4.94$ эВ.

Результат обработки данных рис. 3 по предложенному нами алгоритму показан на рис. 4. Из этого рисунка видно, что распределение отрицательного заряда (ρ_N) имеет пик вблизи Мо и спадает в глубь SiO_2 . Этот результат — прямое подтверждение доминирующей роли ФСС в электронном захвате, что можно

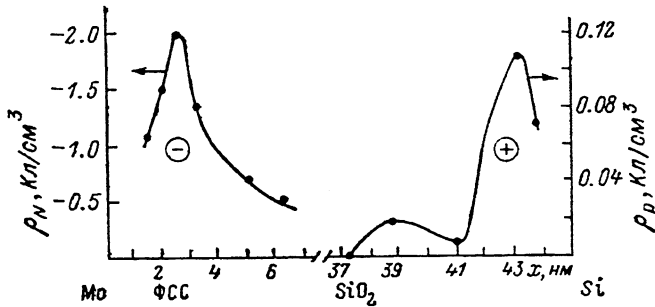
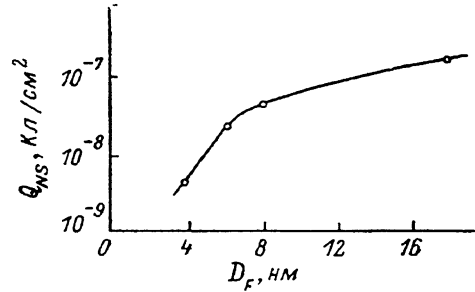


Рис. 4. Пространственные распределения положительного и отрицательного зарядов, возникающих в SiO_2 после туннельной инжекции.

было предполагать на основе установленного авторами монотонного роста эффективного, приведенного к МФГ Si-SiO_2 отрицательного заряда (Q_{NS}) в насыщении, захваченного при туннельной инжекции (рис. 5). На рис. 5 экспериментальные точки получены на образцах, сформированных в одинаковых технологических условиях, но имеющих различную толщину (D_F) ФСС, что достигалось варьированием времени пассивации. Заметим, что качественный анализ ВАХ на рис. 3 в принципе позволяет утверждать, что центр тяжести ρ_N смещен к Mo-SiO_2 , так как после туннельной инжекции трансформация ВАХ для этой границы значительнее, чем для МФГ Si-SiO_2 .



Из рис. 4 видно, что вблизи Si-SiO_2 располагается положительный заряд

Рис. 5. Значение отрицательного заряда, накопленного при туннельной инжекции ($E_{\text{ox}} = 7$ МВ/см) в образцах с SiO_2 , выращенных в одинаковых условиях, но имеющих различную толщину ФСС.

(Q_P). Этого нельзя было предвидеть при качественном рассмотрении данных рис. 3, так как для обеих МФГ I_{cs} располагаются ниже соответствующих I_{0i} . Тем не менее этот результат вполне закономерен. Уже упоминалось, что туннельная инжекция вызывает генерацию ПС (рис. 2, кривая 3). Согласно модели [8], это является следствием образования и переноса к Si-SiO_2 положительно заряженных центров, ответственных за Q_P . Полученное распределение положительного заряда (ρ_P) в целом совпадает с результатами работы [3], однако появление пика в точке $x \approx 38.5$ нм (рис. 4) требует пояснений. В качестве возможного варианта интерпретации ρ_P можно привести следующие соображения. При туннельной инжекции одновременно происходят захват Q_N и ударная ионизация Si-Si и ослабленных связей Si-O [2, 3], т. е. появляются E' -центры, отвечающие за Q_P . Под действием электрического поля происходит перенос этих центров к МФГ Si-SiO_2 , что, согласно модели [8], вызывает генерацию ПС. На начальных этапах туннельной инжекции, когда Q_N мал, отток Q_P к Si-SiO_2 идет достаточно свободно, что и обуславливает пик ρ_P при $x \approx 43$ нм (рис. 4). По мере роста Q_N поле, вызванное этим зарядом, начинает сдерживать направленный перенос Q_P . Результатом является пик ρ_P на расстоя-

нии $x \approx 6.5$ нм от Si—SiO₂. Согласно данным работы [9], именно на таком расстоянии наиболее эффективна ударная ионизация, порождающая E'-центры.

Найденные ρ_N и ρ_P (рис. 4) явно не охватывают всего диапазона Q_N и Q_P по координате. При $x \leq 1$ нм от МФГ I_c не «зондируют» $\rho(x)$, так как для этого требуются электрические поля, близкие к пробивным для SiO₂. Кроме того, на таких расстояниях проблематично использование концепции сил изображения [4] из-за дискретности заряда. Максимальная же глубина зондирования SiO₂ определяется минимальным корректно измеряемым фототоком.

Таким образом, предлагаемая методика может служить хорошим инструментом для изучения $\rho(x)$ на расстояниях 1—10 нм от МФГ. С наибольшим успехом методика может быть применена для исследования образцов с тонким SiO₂, так как в этом случае уменьшается протяженность незондируемой части диэлектрика.

Таким образом, можно сделать следующие выводы.

1. Разработана методика расчета пространственного распределения зарядов в диэлектрике МДП структур по их фотоинжекционным ВАХ.
2. Результаты расчета профиля распределения заряда по предложенной методике на смоделированных фотоинжекционных характеристиках показали, что достигается практически полное соответствие заданного и рассчитанного распределений заряда.
3. Экспериментально получено пространственное распределение зарядов, возникающих после туннельной инжекции электронов в структурах Mo—SiO₂—Si с пассивированным ФСС диоксидом кремния. Показано, что у МФГ Si—SiO₂ располагается положительный, а у Mo—SiO₂ (в слое ФСС) — отрицательный заряды.

Список литературы

- [1] Mitchell J. P., Willson D. K. // Bell Syst. Techn. 1974. V. 46. N 1. P. 1—6.
- [2] Nissan-Cohen J., Shappir J., Frohman-Bentskowsky D. // J. Appl. Phys. 1983. V. 54. N 10. P. 5793—5800.
- [3] Chang S. T., Lyon S. A. // Appl. Phys. Lett. 1986. V. 48. N 2. P. 135—138.
- [4] Powell R. J., Berglund C. N. // J. Appl. Phys. 1974. V. 42. N 11. P. 4390—4397.
- [5] Wang C. G., Distefano T. H. // CRC Crit. Rev. Sol. St. Sci. 1975. N 10. P. 327—335.
- [6] Brews J. R. // J. Appl. Phys. 1973. V. 44. N 1. P. 379—386.
- [7] Powell R. J. // J. Appl. Phys. 1970. V. 41. N 6. P. 2424—2432.
- [8] Солдатов В. С., Коляда В. А., Воеводин А. Г. // Тез. докл. IX Всес. симп. «Электронные процессы на поверхности и в тонких слоях полупроводников». Новосибирск, 1988. Ч. 2. С. 162—163.
- [9] Avni E., Shappir J. // J. Appl. Phys. 1988. V. 64. N 2. P. 734—742.

Московский энергетический институт

Получена 16.01.1990
Принята к печати 14.05.1990