

- [5] Ржанов А. В. Электронные процессы на поверхности полупроводников. М., 1971.
[6] Кашкаров П. К., Козлов С. Н. // Микроэлектроника. 1976. 5, № 6. С. 535—539. [7] Мосс Т., Баррел Г., Эллис Б. Полупроводниковая оптоэлектроника. М., 1976. [8] Кашкаров П. К., Образцов А. Н., Сорокин И. Н., Сосновских Ю. Н. // Микроэлектроника. 1985. 14, № 5. С. 55—59. [9] Киселев В. Ф., Крылов О. В. Электронные явления в адсорбции и катализе на полупроводниках и диэлектриках. М., 1979. [10] Мотт Н., Дэвис Э. Электронные процессы в некристаллических веществах. М., 1974. [11] Kiselev V. F., Matveev V. A., Prudnikov R. V. // Phys. Stat. Sol. (a). 1978. 50. P. 739. [12] Paques-Ledent M. Th., Tarte P. // Spectrochim. Acta. 1969. A25. P. 1115—1125. [13] Watanabe K., Hashiba M., Hirohata Y. et al. // Thin. Solid Films. 1978. 56. P. 63—73.

Поступила в редакцию
27.06.85

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1986. Т. 27, № 5

УДК 621.315.592

ПРОЦЕССЫ ПЕРЕНОСА ЗАРЯДА В СТРУКТУРАХ Ge—GeO₂ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ НАНО- И ПИКОСЕКУНДНЫХ СВЕТОВЫХ ИМПУЛЬСОВ

П. К. Кашкаров, А. В. Петров

(кафедра общей физики для химического факультета)

Фотоинжекционные процессы в системах диэлектрик—полупроводник достаточно подробно были изучены лишь для случая довольно малых интенсивностей оптического возбуждения ($P \sim 10^{-4}—10^{-3}$ Вт/см²) [1—3]. Вопрос о зависимости механизма фотоинжекции носителей заряда из полупроводника в диэлектрик от интенсивности облучения оставался открытым. Широкие возможности для исследования этой проблемы открывает применение лазеров, позволяющих получать световые импульсы с $P \sim 10^9$ Вт/см² и более при пикосекундной длительности. В настоящей работе изучались зависимости оптического заряжения поверхности германия от экспозиции облучения и температуры в широких диапазонах интенсивностей ($P = 10^{-4}—10^9$ Вт/см²) и длительностей ($\tau = 3 \cdot 10^{-11}—10^2$ с) освещения.

Исследовались монокристаллы германия *n*-типа ($\rho = 25$ Ом·см), термически окисленные во влажном кислороде до толщины окисла 10—20 нм. Непрерывное облучение ($\tau = 1—10^2$ с, $P = 10^{-4}$ Вт/см²) осуществлялось с помощью осветителя, содержащего ксенонную лампу сверхвысокого давления ДКСШ-1000 и монохроматор МДР-2. В наносекундном диапазоне использовалось излучение 2-й, 3-й и 4-й гармоник неодимового лазера (энергия квантов $h\nu_2 = 2,35$ эВ, $h\nu_3 = 3,5$ эВ, $h\nu_4 = 4,7$ эВ соответственно, $\tau_1 = 15 \cdot 10^{-9}$ с). Лазерное облучение (ЛО) пикосекундными импульсами ($\tau_2 = 30 \cdot 10^{-12}$ с) осуществлялось с $h\nu_2 = 2,35$ эВ. Изменение заряда в окисле ΔQ и плотность быстрых поверхностных состояний определялись методом эффекта поля на большом синусоидальном сигнале [4]. Измерения проводились в вакууме 10^{-4} Па при температурах $T = 100—300$ К. Все образцы предварительно прогревались в вакууме при $T = 470$ К в течение 10^4 с, так как кратковременные (10^3 с) прогревы структур Ge — GeO₂ использовались для разрядки ловушек диэлектрика [1].

Изучение особенностей фотозаряжения структур Ge — GeO₂ при лазерном облучении мы начали с определения мощности облучения, не вызывающего дефектообразования в окисном слое и на границе раздела окисел — германий. Для этого проводилось сравнение спектров оптического заряжения $\Delta Q(h\nu)$, измеренных с использованием мало-мощного осветителя до и после ЛО, по методике [1], а также фик-

сировалось изменение плотности быстрых поверхностных состояний. Оказалось, что ЛО при $h\nu_2$ с мощностью до $3 \cdot 10^6$ Вт/см² и 10^9 Вт/см² для τ_1 и τ_2 соответственно не вносит заметных изменений в системы ловушек окисла и быстрых поверхностных состояний. Поэтому в дальнейшем использовались лазерные импульсы с мощностью, не превышающей указанные значения.

Как было показано ранее [1, 2], отрицательное оптическое заряджение в системе Ge—GeO₂ может происходить при участии как делокализованных состояний окисла ($h\nu > 2,8$ эВ, переход 1 на рис. 1), так и локализованных флуктуационных состояний в GeO₂ ($h\nu < 2,8$ эВ, переход 2 на рис. 1). При энергии квантов $h\nu_2 = 2,35$ эВ (вторая гармоника) реализуется последний тип переходов. На рис. 2 представлены зависи-

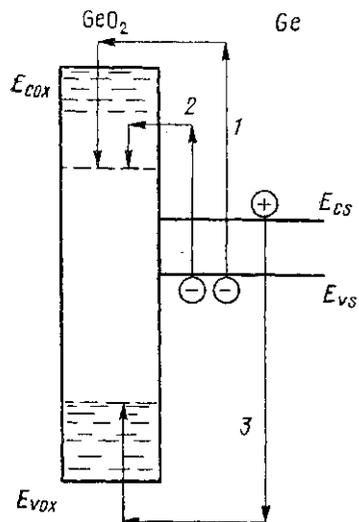


Рис. 1. Схема возможных переходов фотовозбужденных электронов (1, 2) и дырок (3) из полупроводника на ловушки окисла при освещении структуры Ge—GeO₂

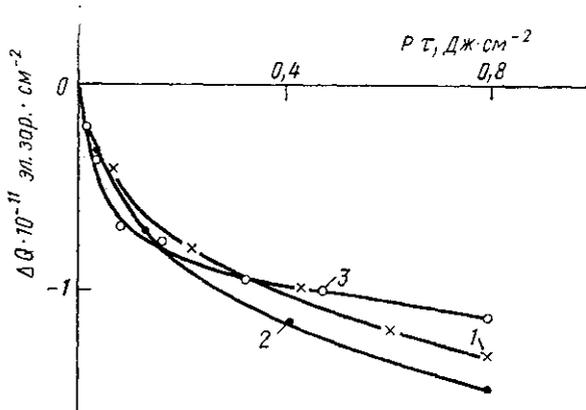


Рис. 2. Зависимость оптического заряджения от экспозиции ($h\nu_2$) при лазерном облучении импульсами: τ_2 , $P = 10^9$ Вт/см² (1), τ_1 , $P = 1,6 \cdot 10^6$ Вт/см² (2) и непрерывном освещении с $P = 10^{-4}$ Вт/см² (3)

мости заряда в окисле от экспозиции облучения $P\tau$ при $P = 10^9$ (1); $1,6 \cdot 10^6$ (2) и 10^{-4} Вт/см² (3). Несмотря на значительную (примерно на тринадцать порядков) разницу в интенсивностях световых потоков, величины заряджения, соответствующие определенной экспозиции $P\tau$, были в этих случаях примерно одинаковы.

Кинетические кривые релаксации отрицательного заряда после выключения освещения хорошо спрямлялись в координатах $\ln|\Delta Q| - t^{0,3}$. Эффективные времена релаксации [5], полученные для случаев ЛО и маломощного освещения ($P = 10^{-4}$ Вт/см²) при равных экспозициях, были близки.

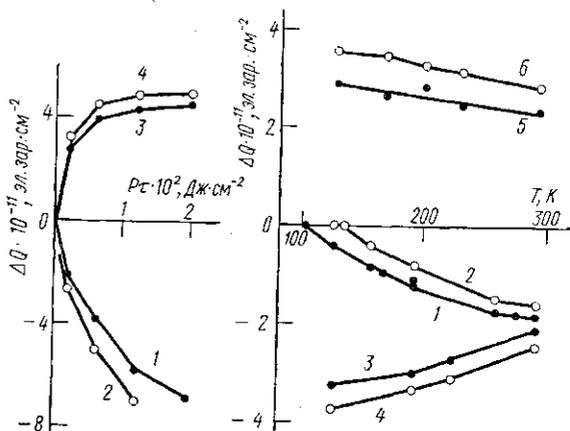
Этот результат, а также данные, приведенные на рис. 2, свидетельствуют о том, что при изменении мощности облучения на $h\nu_2$ в пределах 13 порядков величины переход фотовозбужденных электронов из полупроводника в диэлектрик происходит при участии одних и тех же флуктуационных уровней в GeO₂ с последующей локализацией на одних и те же глубокие ловушки.

Перейдем к рассмотрению особенностей фотозаряджения при ЛО

структур Ge — GeO₂ излучением 3-й гармоники ($h\nu_3=3,5$ эВ, $\tau_1=15$ нс, $P=0,13 \cdot 10^6$ Вт/см²). Эксперименты показали, что при одинаковых экспозициях ЛО с $h\nu_3$ обуславливает примерно такое же по величине отрицательное заряджение, как и маломощное освещение при той же энергии квантов (рис. 3). Увеличение энергии квантов от $h\nu_2$ до $h\nu_3$ при-

Рис. 3. Зависимость оптического заряджения от экспозиции при лазерном облучении с τ_2 , $P=0,13 \cdot 10^6$ Вт/см² (1, 3) и непрерывном освещении с $P=10^{-4}$ Вт/см² (2, 4). Энергии квантов $h\nu_3$ (1, 2) и $h\nu_4$ (3, 4)

Рис. 4. Температурные зависимости оптического заряджения: в результате облучения с $h\nu_2$ (1, 2) четырьмя импульсами лазера с $\tau_1=15$ нс, $P=1,6 \cdot 10^6$ Вт/см² (1) и маломощного освещения с $P=10^{-4}$ Вт/см² (2) до одинаковых экспозиций; в результате облучения с $h\nu_3$ (3, 4) и $h\nu_4$ (5, 6) импульсом лазера с $\tau_1=15$ нс, $P=0,13 \cdot 10^6$ Вт/см² (3, 5) и маломощного освещения с $P=10^{-4}$ Вт/см² (4, 6) до одинаковых экспозиций



водит к существенному ускорению кинетики отрицательного оптического заряджения. При малых экспозициях $Pt < 10^{-2}$ Дж/см² эффективности фотозаряджения $\Delta Q/(Pt)$ различаются для $h\nu_3$ и $h\nu_2$ на два порядка. Это обстоятельство полностью согласуется с развитой ранее моделью оптического заряджения систем диэлектрик—полупроводник [1, 2]: переход фотовозбужденных электронов из германия в окисел при $h\nu_3=3,5$ эВ происходит при участии делокализованных состояний в GeO₂ (см. рис. 1, переход 1).

ЛО германиевых структур излучением 4-й гармоники ($h\nu_4=4,7$ эВ, $\tau_1=15$ нс, $P=0,13 \cdot 10^6$ Вт/см²) приводило к положительному заряджению поверхности. Этот эффект связан с переходом горячих дырок из полупроводника в окисел с последующим захватом на глубоких ловушках (см. рис. 1, переход 3) [1, 2]. Как видно из рис. 3, величина заряджения при освещении с $h\nu_4$, так же как это наблюдалось на $h\nu_2$ и $h\nu_3$, определялась в наших экспериментах экспозицией Pt , а не интенсивностью светового потока.

Рассмотрим данные по температурной зависимости фотозаряджения структуры Ge — GeO₂ при импульсном ЛО. При $h\nu < 2,8$ эВ фотовозбужденные в Ge электроны переходят в GeO₂ по локализованным состояниям, реализуется прыжковый тип проводимости [6]. Действительно, величина оптического заряджения при ЛО с $h\nu_2=2,35$ эВ ($\tau_1=15$ нс, $P=1,6 \cdot 10^6$ Вт/см²) быстро убывает с понижением температуры (см. кривую 1 на рис. 4). Кривая 2 на рис. 4 отражает температурную зависимость оптического заряджения при освещении с $h\nu_2$ от маломощного источника ($P=10^{-4}$ Вт/см²) при той же величине экспозиции, что и при ЛО. Легко видеть, что в случае импульсного освещения заметное фотозаряджение наблюдается до более низких температур, чем при непрерывном освещении. Кривая 1 может быть получена из кри-

вой 2 путем сдвига по оси температур примерно на 30 К. Поскольку переход горячих носителей заряда из полупроводника в окисел происходит непосредственно за время действия импульса лазерного излучения (время термализации горячих носителей $\sim 10^{-12}$ с [7]), естественно предположить, что указанный выше сдвиг связан с разогревом слоя окисла, в пределах которого перемещаются фотоинжектированные из полупроводника электроны. Ранее [1] было показано, что глубина локализации захваченного в GeO_2 заряда не превышает 10 нм от границы раздела германий—окисел. Следовательно, найденная температура относится именно к этой области окисла. Нагрев поверхностного слоя кристалла при ЛО происходит главным образом за счет термализации возбужденных в полупроводнике носителей заряда в пределах длины поглощения света (~ 20 нм для $h\nu_2$) [8]. Маловероятно, чтобы температура отличалась значительно на расстояниях 10—20 нм, и полученную оценку нагрева при ЛО можно распространить также на слой полупроводника ~ 20 нм.

На рис. 4 представлены также температурные зависимости фотозаряжения под действием одного импульса лазерного излучения с энергией квантов $h\nu_3$ (кривая 3) и $h\nu_4$ (5). Так же, как и при непрерывном освещении до тех же величин экспозиции на $h\nu_3$ (4) и $h\nu_4$ (6) эффективность фотозаряжения (отрицательного и положительного соответственно) на $h\nu_3$ увеличивалась с понижением T , а на $h\nu_4$ почти не зависела от T .

При освещении структур $\text{Ge} - \text{GeO}_2$ квантами света с $h\nu_3$ и $h\nu_4$ переходы носителей заряда в окисел происходят в основном по системам делокализованных состояний (см. рис. 1); этот процесс слабо зависит от температуры. Температурные зависимости оптического заряжения в этом случае главным образом определяются темпами обратного выброса электронов и дырок с соответствующих ловушек окисла в полупроводник. Время стекания заряда с электронных ловушек окисла $\sim 10^3$ с, поэтому с понижением температуры, по мере уменьшения вероятности обратного выброса, величина отрицательного фотозаряжения на $h\nu_3$ при фиксированной экспозиции возрастает (см. рис. 4, кривые 3 и 4). С дырочных ловушек обратный выброс захваченных носителей при комнатной температуре практически не происходит (время стекания положительного заряда с ловушек в GeO_2 превосходит 10^6 с), соответственно, с понижением температуры эффективность фотозаряжения на $h\nu_4$ почти не изменяется (см. рис. 4, кривые 5 и 6).

Итак, в работе показано, что величина фотоинжектированного в окисел заряда определяется экспозицией Pt и не зависит от интенсивности света в диапазоне $P=10^{-4}-10^9$ Вт/см². Анализ полученных данных позволил оценить температуру тонкого (~ 20 нм) поверхностного слоя образца непосредственно в момент лазерного импульса.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Кашкаров П. К., Козлов С. Н. // Микроэлектроника. 1976. 5, № 5. С. 535—539. [2] Кашкаров П. К., Козлов С. Н., Петров А. В. // Изв. вузов. Сер. Физика. 1982. 25, № 5. С. 36—40. [3] Pagnia H. // Z. Angew. Phys. 1979. 21. P. 244—249. [4] Ржанов А. В. Электронные процессы на поверхности полупроводников. М.: Наука, 1971. [5] Kozlov S. N., Kiselev V. F., Novototskii V. I., Suvorov Yu. F. // Surf. Sci. 1971. 28, N 2. P. 395—408. [6] Мотт Н., Дэвис Э. Электронные процессы в некристаллических веществах. М., 1974. [7] Kirz H., Lompre L. A., Liu J. M. // J. de Physique. 1983. 44. P. C5—23. [8] Уханова Ю. И. Оптические свойства полупроводников. М., 1977.