

ВЛИЯНИЕ ТОКОВ УТЕЧКИ ЧЕРЕЗ ИЗОЛЯТОР НА ПОВЕДЕНИЕ МДП СТРУКТУР

Тихов С. В., Касаткин А. П., Карпович С. И.

На примере структуры металл—анодный окисел—фосфид индия показано, что при увеличении плотности токов утечки через изолятор основные информативные характеристики структуры (вольт-фарадные кривые, характеристики малосигнальной проводимости, спектры нестационарной емкости) могут практически полностью терять информацию о ловушках, которые находятся в переходном слое вблизи границы раздела изолятор—полупроводник. Объяснение этого эффекта дано в предположении, что увеличение токов утечки способствует улучшению термодинамического контакта таких ловушек с металлическим электродом, который осуществляется через образующуюся в процессе старения структуры хорошо проводящую часть анодного окисла. В этом случае заполнение ловушек электронами определяется не положением уровня Ферми на поверхности полупроводника, а положением их энергетических уровней относительно уровня Ферми в металле, которое слабо менялось при приложении управляющего напряжения.

В работе [1] проведен учет влияния токов утечки через изолятор в МДП структуре на вид спектров нестационарной емкостной спектроскопии глубоких уровней (НЕСГУ), обусловленных поверхностными состояниями (ПС) на границе раздела (ГР) полупроводник—диэлектрик. При этом предполагалось, что носители заряда, которые принимают участие в создании токов утечки, оказывают такое же влияние на заполнение ПС, как и равновесные носители заряда полупроводника. В настоящей работе на примере структуры металл (Au, Al)—анодный окисел (АО)—фосфид индия показано, что токи утечки через диэлектрик могут приводить к исключению влияния ПС на основные характеристики МДП структуры практически во всем диапазоне изгибов зон полупроводника, реализующихся на его поверхности, что не может быть объяснено в рамках модели, представленной в работе [1].

Основой исследованной МДП структуры служили монокристаллические пластины InP *n*-типа электропроводности с концентрацией равновесных электронов $n_0 = (0.3 \div 1) \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, ориентированные в плоскости (100). Слои АО толщиной $d_f = 0.06 \div 0.2 \text{ мкм}$ получались жидкостным анодированием InP в 3%-м водном растворе винной кислоты в этиленгликоле, приготовленном в отношении 1 : 2. Электроды из Au делались полупрозрачными для видимого света (пропускание $\approx 70\%$).

На приготовленных образцах с использованием традиционных методик измерялись статические вольт-амперные характеристики (ВАХ), вольт-фарадные (*CV*) характеристики в интервале частот $10^{-3} \div 10^6 \text{ Гц}$, характеристики малосигнальной проводимости (*GV*), спектры НЕСГУ, а также зависимости конденсаторной фотоэдс, близкой к насыщению (φ_{sm}), от величины управляющего напряжения V [2, 3].

Значения плотности токов утечки J_f были низкими для свежеприготовленной (СП) структуры, но увеличивались по мере ее хранения на воздухе на $3 \div 4$ порядка величины и достигали насыщения после недельного хранения (ХВ структура) (рис. 1).

CV-, *GV*-характеристики СП структуры приведены на рис. 2. Частотную дисперсию (ЧД) и гистерезис (Γ) этих характеристик можно было связать с захватом носителей заряда на ПС в промежуточном слое вблизи ГР АО—InP.

Зависимость диэлектрической проницаемости ϵ_I слоя АО от частоты была незначительной (величина ϵ_I уменьшалась от 9 до 6 при увеличении f от 10^{-3} до 10^6 Гц [4]). На рис. 3 (кривая 2) приведена зависимость величины гистерезиса ΔV , рассчитанного в точке плоских зон, от величины напряжения развертки V_p . Интегральная плотность «медленных» ПС, соответствующая максимуму ΔV , составляла $2 \cdot 10^{12}$ см $^{-2}$. На этом же рисунке изображены зависимости дифференциальной плотности «быстрых» ПС N_{ss} от V_p (кривая 1) и температуры T (кривая 3), рассчитанные по наклону высокочастотной CV -кривой в точке плоских зон по методу [5]. При малых значениях V_p и T $N_{ss} \leq 10^{11}$ см $^{-2} \cdot \text{эВ}^{-1} \equiv N_{s0}$ (N_{s0} — чувствительность метода), а с ростом V_p и T величина N_{ss} возрастала до значений $\approx 100 N_{s0}$. К выводу о наличии ПС вблизи ГР АО—InP приводил также анализ спектров НЕСГУ. Общепринятая методика различия пиков НЕСГУ, обусловленных ПС и моноэнергетическими глубокими уровнями (ГУ) объема полупроводника, основана на результатах работы [6]. Однако используемая в [6] модель справедлива при достаточно низких значениях N_{ss} , а объемные ГУ могут оказаться непрерывно распределенными по энергии. В связи с этим нами наряду со спектрами НЕСГУ СП структур снимались спектры структур

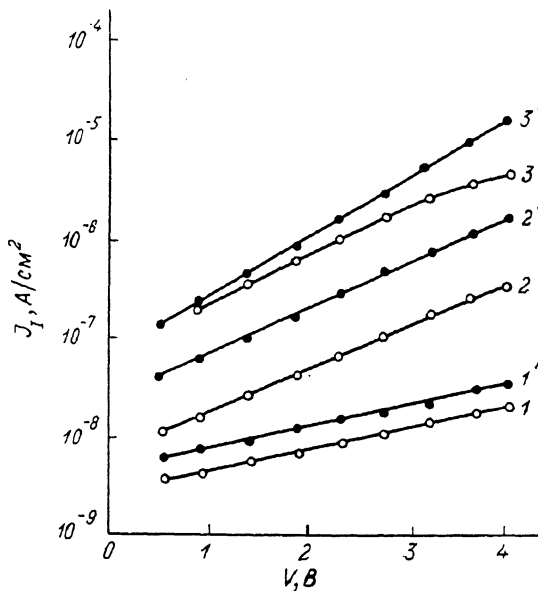


Рис. 1. Зависимость плотности токов утечки J_I через диэлектрик в структуре Al—АО— n -InP от величины напряжения на структуре V , приложенного в прямом (1'—3') и обратном (1—3) направлениях.

Время хранения на воздухе, с: 1, 1' — 10^4 ; 2, 2' — $1.5 \cdot 10^5$; 3, 3' — $5.2 \cdot 10^6$.

с пленкой SiO $_2$, приготовленных на одной пластине полупроводника (рис. 4). Энергия E_T и сечение захвата электронов σ_{∞} доминирующих ГУ в этих структурах равнялись $E_c - 0.47$, $E_c - 0.48$ эВ и $1 \cdot 10^{-15}$, $1 \cdot 10^{-17}$ см 2 соответственно. В предположении наличия объемных ГУ такое различие значений их сечения захвата (и различие в несколько раз значений их концентрации) было трудно объяснимым. Поэтому следует полагать, что исследуемые ГУ находились в переходном слое около поверхности InP. Значения N_{ss} , определяемые по методике [6], составляли $\approx 200 N_{s0}$ ¹.

Когда достигались значения плотности токов утечки, соответствующие кривым 3 на рис. 1, вид CV - и GV -кривых резко менялся (рис. 2, кривые 5, 5'). Исчезали ЧД и Г этих характеристик, резко увеличивались наклон CV -кривых, модуляция C и G , и уменьшалась амплитуда пиков НЕСГУ δS_m . Поведение CV -кривой при больших отрицательных напряжениях соответствовало режиму глубокого обеднения, что позволяло оценить генерационное время жизни в слое объемного заряда InP ($\approx 2 \div 4 \cdot 10^{-10}$ с) в предположении термогенерационного механизма по методике [8].

При отсутствии контроля токов утечки можно было бы сделать вывод о совпадении кривой 5 на рис. 2 с CV -характеристикой идеальной МДП структуры. Действительно, анализ CV -кривых методом Термана и по наклону в точке плоских зон давал значение плотности ПС $N_{ss} < N_{s0}$ во всем интервале изменения изгиба зон $\phi_s = +0.05 \div -1.0$ эВ. О незначительном захвате на ПС сви-

¹ При выполнении приведенных оценок параметров ПС процессы туннелирования [7] не принимались во внимание, так как рассматривался вопрос не столько о точности определения параметров ПС, сколько о проявлении наличия ПС в характеристиках МДП структур.

детельствовало также отсутствие пика проводимости на зависимость $G/\omega = f(V)$ (рис. 2, кривая 5'). Однако уменьшение тока утечки путем нанесения высококачественного буферного диэлектрика (GeO_x , Si_3N_4) на слой АО ХВ структуры практически восстанавливало исходный вид CV - и GV -кривых (рис. 2, кривые 1—4, 2'—4'). Последний результат свидетельствовал о том, что спектр ПС не претерпевал существенных изменений при хранении структур. Отметим также, что анализ зависимости конденсаторной фотоодс, близкой к насыщению (φ_{em}), от величины напряжения V [2, 3] приводил к одинаковым спектрам ПС для СП и ХВ образцов (см. рис. 5, на котором приведены спектры ПС, определенные различными методами).

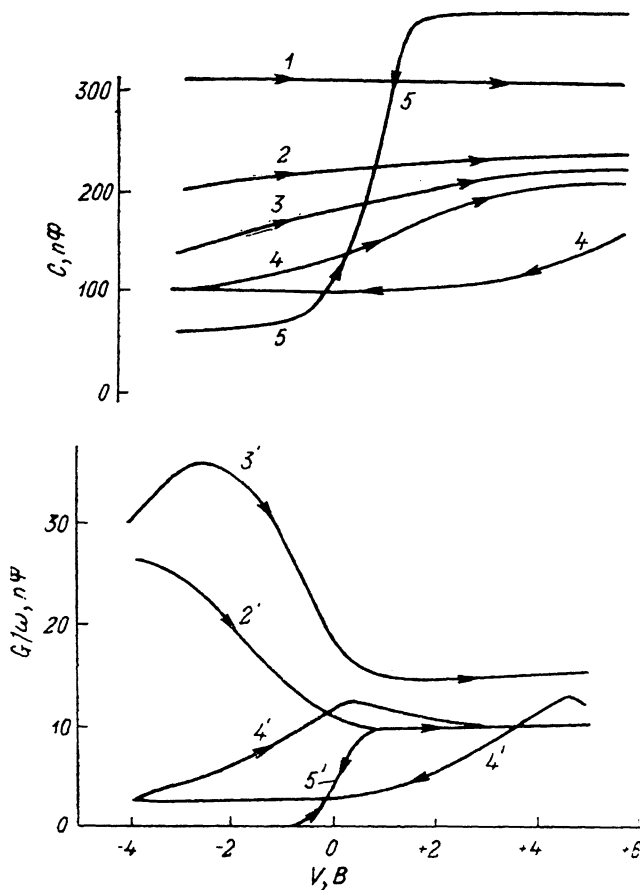


Рис. 2. Зависимость емкости C и проводимости G , отнесенной к круговой частоте ω , свежеприготовленной (1—4, 2'—4') и выдержанной в течение недели на воздухе (5, 5') структур Al—АО— n -InP от напряжения смещения V .

Частота малосигнального измерительного сигнала f , Гц: 1 — 10^{-3} ; 2, 2' — $4 \cdot 10^3$; 3, 3' — $4 \cdot 10^3$; 4, 4' — 10^4 ; 5, 5' — 10^6 .

Учет влияния токов утечки на амплитуду сигнала НЕСГУ в рамках модели, представленной в работе [1], не позволял полностью объяснить уменьшение δC_m с увеличением J_I . Например, для одного из образцов эта модель предсказывала уменьшение δC_m на 6 % при наблюдаемом уменьшении δC_m на 67 %.² На наш взгляд, наиболее вероятной причиной практически полного исключения влияния ловушек на поведение вольт-фарадных кривых, характеристик малосигнальной проводимости и спектров нестационарной емкости является следующее обстоятельство. Плотность токов насыщения J_{Im} в ХВ структурах

² Поверхностные токи утечки, наличие которых затрудняет применение этой модели для анализа сигнала НЕСГУ в БШ [9], в нашем случае были незначительными, как это следовало из экспериментов с нанесением буферных диэлектриков.

не зависела от толщины АО и отвечала эффективной толщине в $180 \div 200 \text{ \AA}$ изолирующего слоя у границы раздела АО—InP, что совпадает с определенной в работе [7] толщиной переходного слоя, содержащего ловушки. При больших плотностях токов $J_I \sim J_{Im}$ возникала хорошо проводящая часть слоя АО, примыкающая к металлическому электроду, что, по-видимому, способствовало улучшению термодинамического контакта этих ловушек с металлическим управляющим электродом. Поэтому заполнение ловушек электронами определялось не положением уровня Ферми на поверхности полупроводника, а положением их энергетических уровней относительно уровня Ферми в металле, которое слабо менялось при приложении управляющего напряжения. Возможно, этому способствовало также наличие сравнительно больших потенциальных барьеров [7], затрудняющих переход электронов и дырок в АО из

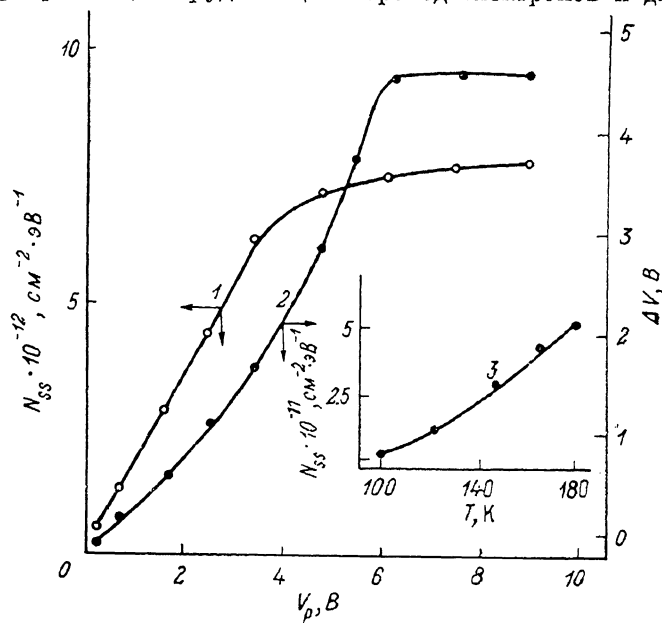


Рис. 3. Зависимости рассчитанных в точке плоских зон дифференциальной плотности «быстрых» ПС N_{ss} от напряжения развертки V_p (1) и температуры T (3) и величины гистерезиса ΔV от V_p (2).

полупроводника. Нанесение буферного диэлектрика восстанавливало термодинамический контакт ловушек с полупроводником. К тому же результату приводило сильное фотовозбуждение (поток квантов $\approx 10^{20}$ фот./ $\text{cm}^2 \cdot \text{с}$), используемое при измерении зависимости $\varphi_{sm}(V)$, так как в этих условиях не обеспечивался эффективный отвод возбужденных в полупроводнике носителей через диэлектрик.

Длительное хранение образцов в вакууме (~ 5 месяцев) также приводило к значительным изменениям характеристик структур, обусловленным возникновением токов утечки. Эти токи были вызваны диффузией металла в поры диэлектрика [10], и значения их плотности могли даже на 1–2 порядка превышать значения J_{Im} для ХВ структур. Термообработка в вакууме СП структур при 300°C в течение 10–30 мин, казалось бы, уменьшала плотность ПС, получаемую по наклону CV -кривой. Однако этот эффект также оказался кажущимся и связанным с возрастанием тока утечки через диэлектрик. Поэтому имеющиеся в литературе данные, которые указывают на низкую плотность ПС в структурах М—АО—InP и уменьшение ее величины при термообработке [11], могут оказаться ошибочными.

Таким образом, обнаружен эффект практически полного исключения влияния ловушек, находящихся в переходном слое вблизи ГР полупроводник—диэлектрик, на вид основных информативных характеристик МДП структуры. Объяснение этого эффекта дано в предположении, что увеличение токов

утечки способствует улучшению термодинамического контакта таких ловушек с металлическим электродом, который осуществляется через образующуюся в процессе старения структур хорошо проводящую часть слоя АО. Такой эф-

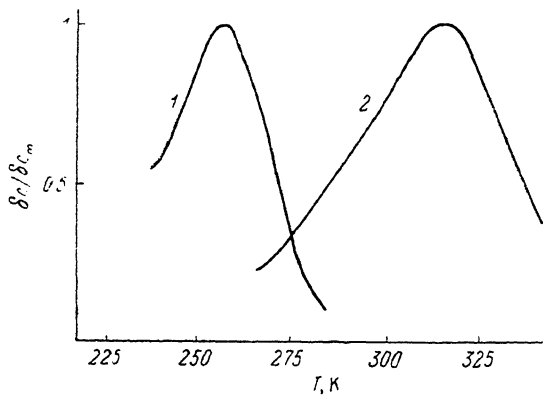


Рис. 4. Доминирующий сигнал НЕСГУ $\delta C(T) = C(t_2) - C(t_1)$ (величина которого отнесена к амплитуде пика δC_m) свежеприготовленных МДП структур на $n\text{-InP}$ с АО (1) и SiO_2 (2) в качестве диэлектрика ($t_1 = 50$ мс, $t_2 = 4t_1$).

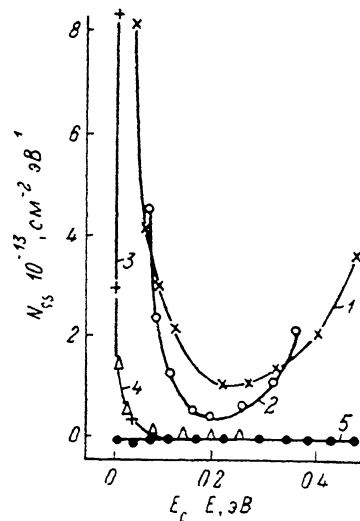


Рис. 5. Спектры ПС, полученные при анализе левой ветви CV -характеристики по методам Термана (1, 5), Грея-Брауна (3, 4) и из анализа зависимости $\varphi_{sm} = f(V)$ (2) для свежеприготовленной (1-3) и выдержанной в течение недели на воздухе (2, 4, 5) структур.

фект является, по-видимому, достаточно общим, так как он наблюдался нами также на кремниевых МДП структурах со значительными токами утечки через диэлектрик.

Список литературы

- [1] Chen M. C., Lang D. V., Dautremont-Smith W. C., Sergent A. M., Harbison J. P. // Appl. Phys. Lett. 1984. V. 44. N 8. P. 790-792.
- [2] Вуль А. Я., Савин К. В., Федоров В. И., Хансеев Р. Ю., Шмарцев Ю. В. // Письма ЖТФ. 1979. Т. 5. В. 15. С. 930-935.
- [3] Тихов С. В., Мартынов В. В., Зорин Е. И. // Изв. вузов СССР. Физика. 1983. № 5. С. 89-92.
- [4] Карпович И. А., Мартынов В. В., Тихов С. В., Ходакович М. В. // ФТП. 1987. Т. 21. В. 8. С. 1520-1522.
- [5] Lehovec K. // Sol. St. Electron. 1968. V. 11. N 1. P. 135-137.
- [6] Yamasaki K., Yoshida M., Sugano T. // Japan. J. Appl. Phys. 1979. V. 18. N 1. P. 113-122.
- [7] Li H., Hasegawa H., Sawada T., Ohno H. // Japan J. Appl. Phys. 1988. V. 27. N 4. P. 512-521.
- [8] Nielscher F. H., Preier H. M. // Sol. St. Electron. 1969. V. 12. N 7. P. 527-538.
- [9] Тихов С. В., Касаткин А. П., Карпович С. И., Кудрявцева Н. В. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 9. С. 1694-1696.
- [10] Тихов С. В., Мартынов В. В., Ткач Б. Я., Юрчик И. И. // Тез. докл. V Респ. конф. «Физические проблемы МДП интегральной электроники». Киев, 1987. С. 169-170.
- [11] Коротченко Г. С. Проблемы формирования МДП структур на фосфиде индия. Ч. II. Обзоры по ЭТ. ЦНИИ «Электроника». М., 1986. Сер. 1. В. 6 (1176).

Научно-

последовательский физико-технический институт
при НГУ им. Н. И. Лобачевского
Нижний Новгород

Получена 11.10.1990

Принята к печати 31.10.1990