

НЕСТАЦИОНАРНЫЙ ФОТОЭФФЕКТ В ВАРИЗОННОЙ $m-p-n$ -СТРУКТУРЕ

IV. ВЛИЯНИЕ ВНЕШНЕЙ НАГРУЗКИ

Резников Б. И., Царенков Г. В.

Теоретически исследовано влияние нагрузки и уровня возбуждения h на зависимости времени тока и парциальных разностей потенциалов при импульсном возбуждении варизонной $m-p-n$ -структуры монохроматическим светом с энергией квантов, большей ширины запрещенной зоны. Учтены зарядка барьерных емкостей $p-n$ -перехода и освещаемой поверхности и утечка дырок через $m-p$ -барьер. Рекомбинацией носителей и их захватом на ловушки пренебрегалось.

При $h \ll 1$, $\delta = kT/\Delta E_g < \delta_{cr}$ и любых $r = R/R_p^0$ (R — сопротивление нагрузки, R_p^0 — сопротивление p -области, обусловленное равновесными дырками) ток $j(t)$, пройдя через максимум, убывает, меняет знак и после прохождения минимума стремится к нулю из-за ухода носителей из p -области. С увеличением нагрузки амплитуды тока в максимуме и минимуме уменьшаются, время достижения экстремумов растет, а зависимость $j(t)$ становится более пологой и растянутой во времени. При $\delta > \delta_{cr}$, если $r < r_{cr}$, описанная выше картина сохраняется, а при $r > r_{cr}$ ток не меняет знак. Для значений $r < r_{cr}$ характерное время спада тока порядка пролетного.

В случае $h \sim 1$ ток при малых временах монотонно убывает от начального значения. Характерное время спада после прохождения минимума значительно больше пролетного и зависит от скорости утечки дырок в металл и в n -область.

Величина нагрузки, изменяя поток ННЗ на границах и время передачи воздействия на барьеры через внешнюю цепь, определяет все характерные особенности зависимостей тока и парциальных потенциалов на слоях объемного заряда, в частности их немонотонность, наличие нескольких экстремумов и знакопеременность.

Введение. В работах [1-3] теоретически рассмотрены эволюция пространственного распределения неравновесных носителей заряда (ННЗ) [1], ЭДС холостого хода [2] и ток короткого замыкания [3] в варизонной $m-p-n$ -структуре после импульсного возбуждения монохроматическим светом с энергией квантов, большей ширины запрещенной зоны на освещаемой широкозонной поверхности.

В настоящей работе, продолжающей [1-3], исследовано влияние омической нагрузки на зависимости от времени тока (разности потенциалов на структуре) и парциальных разностей потенциалов. Рассмотрение проведено для различных значений уровня возбуждения $h = I t_i \alpha_0 / N_A$ и диффузионного параметра $\delta = kT/\Delta E_g$ (I_i — плотность потока фотонов, вошедших в образец, t_i — длительность возбуждающего импульса, α_0 — коэффициент поглощения, N_A — концентрация акцепторов, T — температура, ΔE_g — изменение ширины запрещенной зоны варизонной p -области).

Математическая формулировка задачи дана в [3]. Вместо условия короткозамкнутой цепи ([3] формула (8)) теперь используется условие

$$\frac{kT}{e} V + jSR = 0, \quad (1)$$

где V — полная разность потенциалов (в ед. kT/e),

$$V \equiv V_{pn} + V_p - V_{ms} \quad (2)$$

($V_{ms} = \Phi_{ms}^{eq} - \Phi_{ms}$, $V_{pn} = \Phi_{pn}^{eq} - \Phi_{pn}$ — понижения потенциальных барьеров на слоях объемного заряда (ОЗ) у освещаемой поверхности и у $p-n$ -перехода,

V_p — падение потенциала на квазинейтральной p -толще [3], R — сопротивление нагрузки, j — плотность тока, протекающего через структуру с поперечным сечением S ; положительное направление тока — от освещаемой поверхности внутрь образца).

Результаты и их обсуждение

Задача о распространении импульса в варизонной $m-p-n$ -структуре с внешней нагрузкой зависит от 10 безразмерных параметров. К уже обсуждавшимся в [1] 8 параметрам здесь добавляются параметр нагрузки $r=R/R_p^0$ и параметр утечки дырок через $m-p$ -барьер [3]. Здесь $R_p^0=d/eN_A\mu_pS$ — сопротивление p -области, обусловленное равновесными дырками (d — ширина варизонной

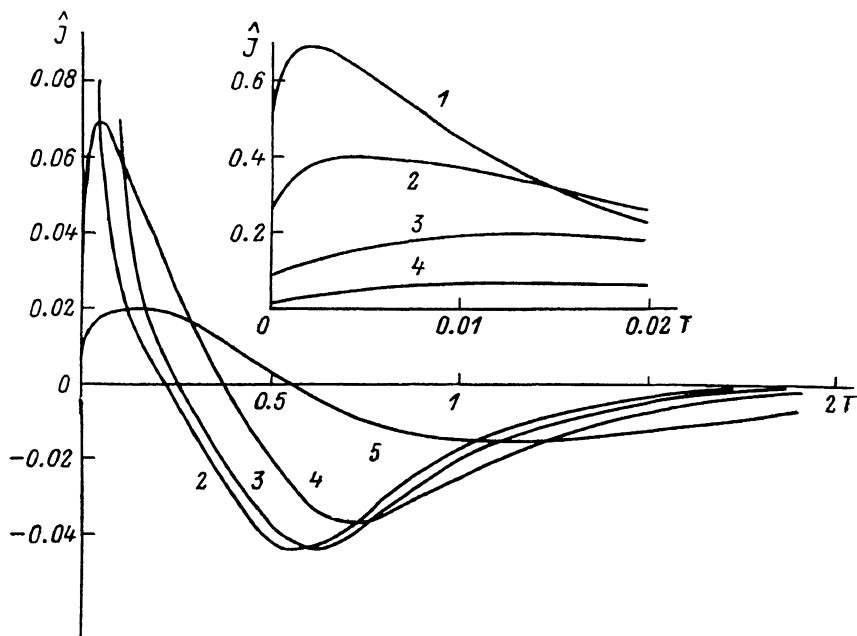


Рис. 1. Влияние нагрузки на $\hat{j}(T)$ при $\hbar=5 \cdot 10^{-4}$, $\delta=0.1$.

r : 1 — 0, 2 — 1, 3 — 5, 4 — 20, 5 — 100. На вставке — $\hat{j}(T)$ при малых временах.

p -области, μ_p — подвижность дырок). При численных расчетах задавались параметры, соответствующие GaAlAs [1]. Диффузионный параметр δ в большинстве расчетов соответствовал $\Delta E_g \approx 0.3$ эВ и полагался равным 0.1 ($kT=1/40$).

На рис. 1 и 2 даны зависимости тока от безразмерного времени для $\hbar \ll 1$ (рис. 1) и $\hbar=1$ (рис. 2). Безразмерные величины введены согласно определениям

$$\hat{j} = \frac{J}{\hbar}, \quad J = \frac{j}{ev_* N_A}, \quad T = \frac{t}{t_*}, \quad t_* = \frac{d}{v_n}, \quad v_n = \mu_n \frac{1}{e} |\nabla E_g| \quad (3)$$

(μ_n — подвижность электронов, t_* — пролетное время).

Из рисунков видно, что зависимость $\hat{j}(T)$ сохраняет все характерные черты, установленные для случая короткозамкнутой цепи [3]. На вставке к рис. 1 показаны малые времена. Параметром на графиках является величина нагрузки r . Из вставки видно, что с увеличением нагрузки амплитуда тока в максимуме падает, а сам максимум достигается позже в связи с ростом постоянной времени RC -цепи. При росте r время, соответствующее смене знака тока, увеличивается (рис. 1), минимальное значение тока уменьшается по абсолютной величине, сам минимум достигается позже, вся зависимость $\hat{j}(T)$ имеет более пологий вид. Характерное время убывания тока, как и в случае $r=0$, порядка 1. Следует отметить (рис. 1), что на стадии зарядки барьерных емкостей [$J(t) > 0$] зави-

симось $J(t)$ чувствительна к величине r , а в области $J(t) < 0$ ток при относительно малых нагрузках $r < 5$ слабо меняется с изменением r .

В отличие от случая $h \ll 1$ при $h \sim 1$ (рис. 2) ток, начиная с $T=0$, спадает сразу (как и в короткозамкнутой цепи [3]), достигает минимального значения за удвоенное время, а после прохождения минимума величина $|J(T)|$ убывает значительно медленнее (в особенности при $r \geq 2$). Увеличение характерных времен изменения $J(T)$ объясняется уменьшением коэффициентов переноса при значительных концентрациях носителей [4] в p -толще и на ее границах.

С увеличением r (приближение к случаю разомкнутой цепи) эти эффекты усиливаются, так как уменьшение тока и частичная компенсация рейфовой и диффузионной составляющих потока на границе с p - n -переходом [1] делают

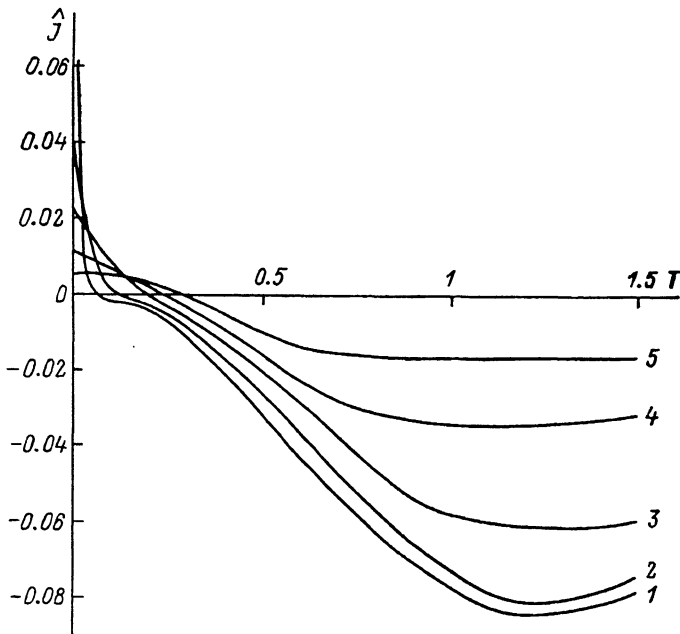


Рис. 2. Влияние нагрузки на $J(T)$ при $h=1$, $\delta=0.1$.
 r : 1 — 0, 2 — 2, 3 — 5, 4 — 10, 5 — 20.

рост концентрации носителей более заметным. В результате поток электронов в n -область становится настолько малым, что характерное время изменения полного числа НЗ в p -толще, определяющее скорость изменения $J(T)$, становится существенно больше 1. В этом случае для правильного описания $J(T)$ при $T \geq 1$ (в особенности при больших значениях $r \geq 5$) следует учитывать не только утечку дырок через m - p -барьер, но и поток дырок в n -область.

На рис. 3 при $\delta=0.1$ представлена зависимость от времени полного потенциала V при $h \ll 1$. Начальное значение $V(0)$ отрицательно, что связано с разделением носителей на стадии релаксации слоя ОЗ у освещаемой поверхности. Из-за диффузионной накачки $V(T)$ сначала падает, однако за счет роста V_{pl} после появления носителей у p - n -перехода (из-за замкнутости цепи или приближения импульса к p - n -переходу) проходит через минимум и начинает расти. Величина $|V_{min}|$ с увеличением нагрузки растет, стремясь к значению, соответствующему разомкнутой цепи, положение минимума V из-за увеличения постоянной времени цепи T_{RC} сдвигается вправо. После смены знака V величина $V \sim -J$ продолжает расти, достигает максимума и из-за ухода носителей из p -толщи убывает, стремясь к нулю с характерным временем порядка 1. Время прохождения V через нуль t_v , как и максимальное значение потенциала V_{max} , с увеличением нагрузки растет.

При $h \sim 1$ зависимость $V(T, r)$ аналогична показанной на рис. 3. Имеются, однако, два существенных различия. Первое состоит в том, что эффект увеличения концентрации носителей у p - n -перехода перекрывает влияние диффузион-

ной накачки слоя ОЗ у освещаемой поверхности, которая при $h \sim 1$ слабее. Поэтому величина V растет сразу. Второе состоит в том, что зависимость $V(T)$ после прохождения максимума более пологая, и время убывания $V(T)$ значительно больше, чем в случае $h \ll 1$. Последнее обсуждалось при интерпретации $\hat{J}(T)$.

Заметим, что неучет утечки дырок в n -область приводит к некоторому завышению V и существен только при $h \sim 1$ в случае больших нагрузок, когда после подхода импульса к p - n -переходу из-за значительной концентрации носителей на границе $\geq 10^{-3} N_A$ высота барьера составляет всего несколько kT/e .

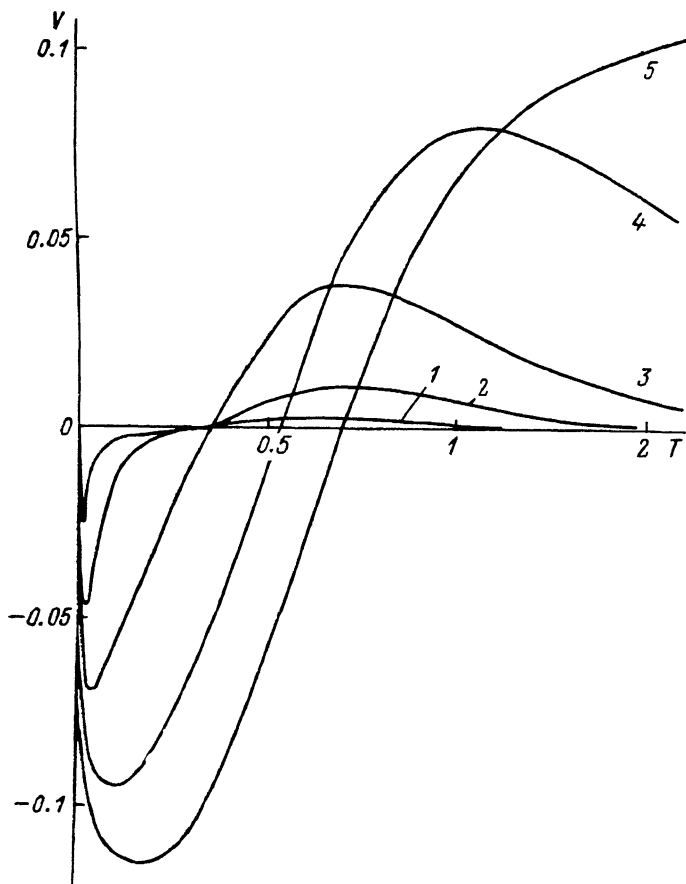


Рис. 3. Влияние нагрузки на $V(T)$ при $h=5 \cdot 10^{-4}$, $\delta=0.1$.

r : 1 — 1, 2 — 5, 3 — 20, 4 — 100, 5 — ∞ .

Влияние диффузионного параметра δ (изменения ширины запретной зоны) и величины нагрузки на зависимость $V(T)$ при $h \ll 1$ показано на рис. 4. Для случая разомкнутой цепи эти вопросы уже изучались в [2], где было показано, что при $h \rightarrow 0$ потенциал V при $T \rightarrow \infty$ стремится к предельному значению, знак которого определен знаком разности $\delta_{cr} - \delta$. При принятых численных значениях параметров структуры $\delta_{cr} \approx 0.2$.

Зависимости $V(T, r)$ на рис. 4 даны для $\delta = 0.3 > \delta_{cr}$. В рамках модели, учитывающей потерю носителей структурой за счет утечки дырок через m - p -барьер, потенциал V не стремится к верхнему пределу, а лишь достигает максимального значения V_{max} , после чего убывает до нуля. В отличие от рис. 3 ($\delta = 0.1 < \delta_{cr}$), где величина V_{max} при любых r была положительна и росла с увеличением r , стремясь к верхнему пределу для разомкнутой цепи, значение $V_{max}(r)$ при $\delta = 0.3$ сначала растет, а затем убывает, стремясь к нулю. При некотором $r > r_{cr}$ потенциал $V(T)$ вообще не выходит в область $V(T) > 0$ и при $T \rightarrow \infty$ стремится к нулю уже со стороны отрицательных значений. Расчеты для дру-

тих δ (0.5, 1) показали, что с увеличением δ верхний предел значений V_{\max} в положительной области уменьшается, а величина r_{cr} , ограничивающая сверху интервал r , при которых V выходит в область положительных значений, уменьшается. Численные значения r_{cr} зависят от высот барьеров Φ_{pn}^{eq} , Φ_{ms}^{eq} и оптической толщины структуры $\tau = a_0 d$.

Эти же факты могут трактоваться в связи с особенностями зависимости $J(T)$, так как из уравнения цепи следует $V = -\frac{\mu_n/\mu_p}{\delta} r J$. Сохранение потенциалом V отрицательных значений при $r \geq r_{cr}$ и $0 \leq T < \infty$ эквивалентно выполнению условия $J > 0$ и качественно может трактоваться как переход от колебательной зависимости $J(T)$ с большим затуханием при $r < r_{cr}$ к аperiodической кривой при $r \geq r_{cr}$.

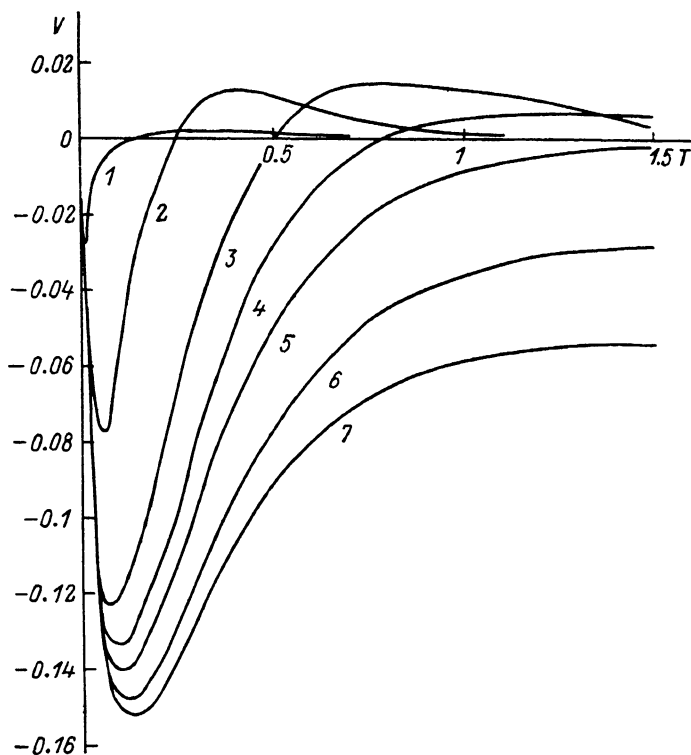


Рис. 4. Влияние нагрузки на $V(T)$ при $h=5 \cdot 10^{-4}$, $\delta=0.3$.
 r : 1 — 3, 2 — 30, 3 — 150, 4 — 300, 5 — 500, 6 — 1500, 7 — ∞ .

При интерпретации этих фактов основное соображение заключается в том, что увеличение δ эквивалентно усилению диффузии относительно дрейфа. При этом растет диффузионный поток в слой ОЗ у освещаемой поверхности, меньше носителей доходит до p - n -перехода, V_{ms} увеличивается, а V_{pn} уменьшается. При малых нагрузках работают эффекты замкнутости цепи, обеспечивающие переброс через внешнюю цепь части носителей, ушедших в металл, на правую границу p -толщи за время T_{RC} [3]. Результатом является быстрое возрастание V_{pn} , и потенциал после отхода импульса от левой границы и ослабления интенсивности диффузионной накачки выходит в область положительных значений. С увеличением r растет характерное время передачи возмущений, значение V_{pn} уже в большей степени регулируется положением импульса и полным числом носителей в p -толще. При росте V_{ms} , задержке роста V_{pn} и уменьшении полного количества носителей в p -толще к моменту подхода импульса потенциал V уменьшается настолько, что становится отрицательным при любых T . Естественно, что при увеличении δ (возрастании диффузионных потоков на левой

границе p -толщи) выход потенциала в область $V > 0$ возможен при меньших значениях параметра нагрузки r .

Представляет интерес изучение влияния нагрузки и уровня возбуждения на зависимость парциальных потенциалов от времени. На рис. 5 показаны зависимости V_{ms} и V_{pn} при $h \ll 1$, а на рис. 6 — аналогичные зависимости при $h=1$. При $h \ll 1$ в случае малых значений $r \ll 5$, как и для короткозамкнутой цепи [3], величина V_{ms} монотонно растет. Парциальная разность потенциалов V_{pn} при $T \ll 1$ монотонно возрастает при любых r . Более экзотично поведение зависимости $V_{ms}(T)$ для значений параметров нагрузки $6 \leq r < \infty$. Здесь $V_{ms}(T)$ (кри-

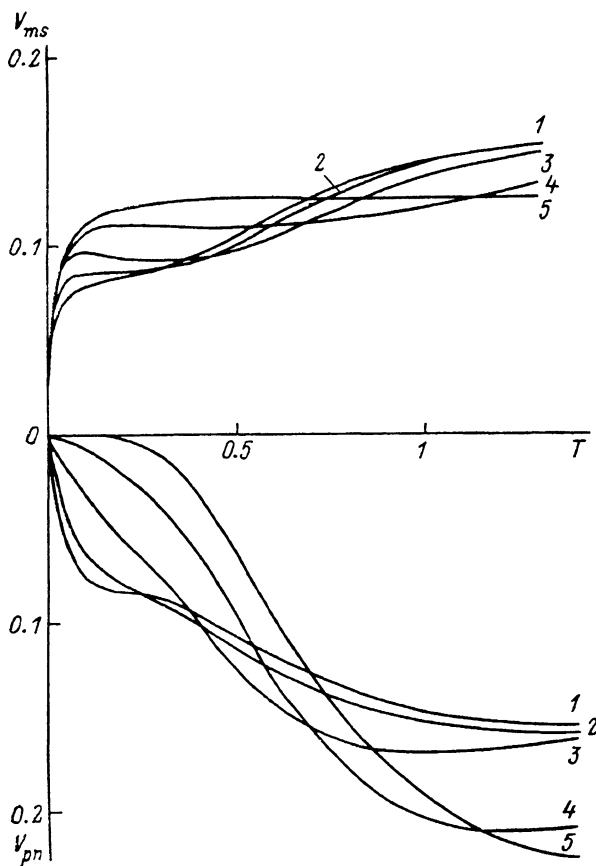


Рис. 5. Влияние нагрузки на парциальные разности потенциалов V_{ms} и V_{pn} при $h=5 \cdot 10^{-4}$, $\delta=0.1$.

r : 1 — 0, 2 — 5, 3 — 20, 4 — 100, 5 — ∞ .

вые 3, 4) после достижения максимума при $T \sim 0.1-0.2$ незначительно уменьшается и общее число экстремумов равно трем. Замедление роста $V_{ms}(T)$ и уменьшение dV_{ms}/dT объясняются ослаблением диффузионной накачки после отхода импульса от левой границы p -области. В случае малых значений нагрузки этот эффект компенсируется через внешнюю цепь за счет увеличения концентрации носителей у $p-n$ -перехода. В результате dV_{ms}/dT уменьшается, но остается положительной величиной [характерный перегиб на кривых 1, 2 зависимости $V_{ms}(T)$]. С увеличением нагрузки связь процессов на границах через внешнюю цепь ослабляется и время передачи воздействия увеличивается. Концентрация ННЗ у $p-n$ -перехода (см. нижнюю часть рис. 5) становится меньше и рост ее существенно отстает от значений для случая короткозамкнутой цепи (ср. кривые 1, 2 и 4, 5). В результате ее влияние на V_{ms} прекращается, и величина dV_{ms}/dT не только уменьшается, но и при $T \sim 0.1-0.4$ становится даже отрицательной. При безграничном увеличении нагрузки поток электронов через внешнюю цепь стремится к нулю, носители накапливаются в слое ОЗ у освещаемой

поверхности и V_{ms} (кривая 5) снова монотонно растет. Следует обратить внимание (нижняя часть рис. 5) на резкую зависимость dV_{pn}/dT от нагрузки при малых временах $T \leq 0.2$, отражающую значимость эффектов замкнутости цепи.

При $h \sim 1$ для короткозамкнутой цепи в [3] уже отмечался колебательный характер V_{ms} и V_{pn} (три экстремума, вызванные связью процессов на противоположных границах p -области через внешнюю цепь с временем распространения возмущений T_{RC}). Из рис. 6 видно, что при малых нагрузках ($r=1-5$) для V_{ms} ситуация сохраняется. Затем при увеличении нагрузки ($r \geq 20$) V_{ms} после достижения максимума, вызванного диффузионной накачкой ($T \sim 0.01$), моно-

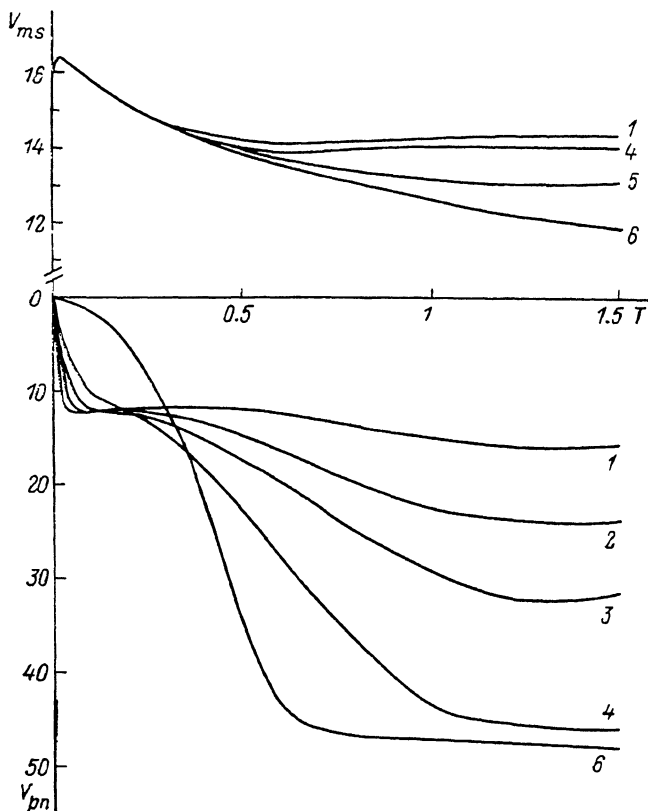


рис. 6. Влияние нагрузки на парциальные разности потенциалов V_{ms} и V_{pn} при $h=1$, $\delta=0.1$.
 r : 1 — 0, 2 — 1, 3 — 2, 4 — 5, 5 — 20, 6 — 100.

тонно уменьшается, а V_{pn} растет. Это объясняется ростом времени передачи возмущений с увеличением нагрузки и ослаблением взаимного влияния через внешнюю цепь процессов на противоположных границах. На характере зависимостей V_{ms} и V_{pn} в основном сказываются только положение импульса и распределение концентрации в нем. Так, с приближением импульса к правой границе концентрация у p - n -перехода растет и $V_{pn}(T)$ увеличивается, пока не начинает сказываться уход носителей.

С увеличением нагрузки $(V_{pn})_{\max}$ растет, однако при $r \geq 5$ величина $(V_{pn})_{\max}$ уже практически не зависит от нагрузки. Это следует из того, что с уменьшением потока на правой границе носители накапливаются у p - n -перехода, граничная концентрация растет до таких пределов, что $\Phi_{pn} \ll \Phi_{pn}^{eq}$, величина V_{pn} уже перестает зависеть от r и близка к Φ_{pn}^{eq} .

Резюмируя, скажем, что величина нагрузки, изменяя поток ННЗ на границах и время передачи воздействия на барьеры через внешнюю цепь, определяет все характерные особенности зависимостей тока и парциальных разностей потенциалов на слоях объемного заряда, в частности их немонотонность, наличие чешкольных экстремумов и знакопеременность.

Список литературы

- [1] Резников Б. И., Царенков Г. В. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 5. С. 849—856.
- [2] Резников Б. И., Царенков Г. В. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 7. С. 1235—1242.
- [3] Резников Б. И., Царенков Г. В. // ФТП. 1990. Т. 24. В. 2. С. 276—282.
- [4] Резников Б. И., Царенков Г. В. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 4. С. 704—709.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Получена 23.01.1990
Принята к печати 14.02.1990

