

ЕМКОСТНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ ГЕРМАНИЯ С РОСТОВЫМИ ДИСЛОКАЦИЯМИ

Бочкарева Н. И.

Представлены результаты исследования методом DLTS *n*- и *p*-Ge с ростовыми дислокациями. Полученные данные позволяют достаточно определенно утверждать, что точечные дефекты, генерируемые дислокациями, введенными в процессе роста или при деформации кристаллов, идентичны. Проведено сопоставление температурных зависимостей высокочастотной проводимости и проводимости при малых напряжениях, а также вольт-амперных характеристик исследуемых образцов с данными DLTS. Дефекты с энергетическими уровнями $E_c - 0.21$ эВ, наблюдаемые в спектрах DLTS дислокационного германия, идентифицированы как кислородные комплексы вакансионного типа, концентрация которых коррелирует с плотностью дислокаций.

Введение. Энергетический спектр дислокационных состояний в Ge изучался почти исключительно в деформированных кристаллах. Данные исследований холл-эффекта, фотопроводимости и фотолюминесценции связываются с дискретными дислокационными уровнями [1-5] или узкими зонами дислокационных состояний [6-8]. Определенные в ряде работ пики плотности дислокационных состояний находятся в одном интервале энергий ионизации, но отнесены как к верхней — $E_c - (0.22 \pm 0.03)$ эВ [1-3, 5], так и к нижней — $E_v + (0.2 + 0.05)$ эВ [4, 7] либо и к верхней, и к нижней половинам запрещенной зоны [8]. Спектры DLTS деформированного Ge связываются с дискретными уровнями или зонами состояний, расположенными в верхней половине запрещенной зоны в *n*-Ge и в нижней — в *p*-Ge. Так, пики DLTS-спектров связываются с уровнями точечных дефектов $E_c - 0.29$ эВ [9] и $E_v + 0.29$ эВ, $E_v + 0.19$ эВ, $E_v + 0.39$ эВ [10, 11] и с зонами состояний, расположенных вблизи $E_c - 0.09$ эВ [12] и $E_v + 0.09$ эВ [10-12], $E_v + 0.025$ эВ [12].

Представляет интерес исследование методом DLTS германия с относительно малой плотностью ростовых дислокаций с целью выяснения природы уровней, приводящих к электрической активности дислокаций.

Полученные в настоящей работе результаты DLTS-исследования *n*- и *p*-Ge с ростовыми дислокациями интерпретируются как проявление кислородных комплексов вакансионного типа с уровнями $E_c - 0.21$ эВ, концентрация которых коррелирует с плотностью дислокаций.

О б р а з ц ы

В работе использовались кристаллы *n*- и *p*-Ge, выращенные методом Чохральского, $|N_a - N_d| = 3 \cdot 10^{13} - 2 \cdot 10^{14}$ см⁻³, с плотностью ростовых дислокаций $N_D = 10^8 - 5 \cdot 10^4$ см⁻² и бездислокационные ($N_D < 10$ см⁻²). Для DLTS-исследований *n*⁺-*p*-переходы в *p*-Ge формировались диффузией Li, в *n*-Ge напылением в вакууме Au создавались барьеры Шоттки. Ряд измерений проводился на бикристаллах *n*-Ge с углом разориентации $\theta = 2 - 8^\circ$, образцы бикристаллов и монокристаллов *n*-Ge вырезались из одного слитка.

DLTS-спектры всех исследованных образцов *n*-Ge состоят из двух перекрывающихся пиков, обозначенных нами A_n и B_n ; соотношение амплитуд этих пиков различно для разных слитков, два типичных спектра представлены на рис. 1

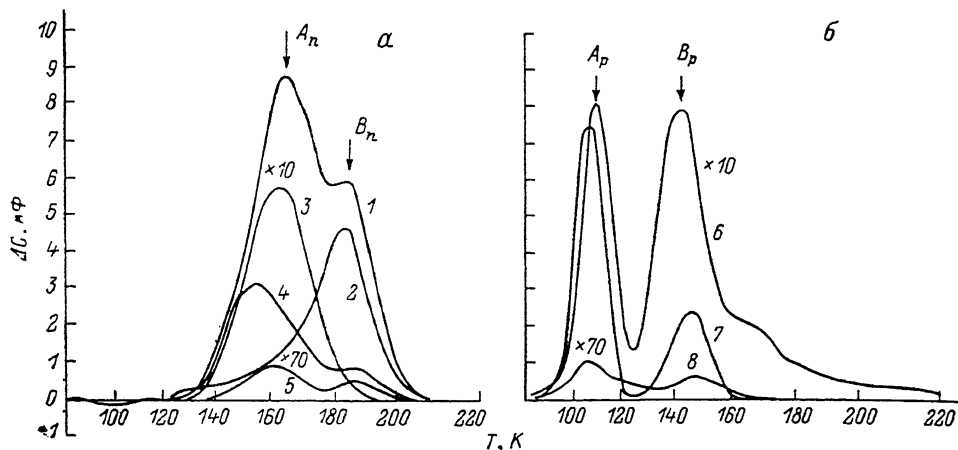


Рис. 1. Спектры DLTS *n*-Ge (а) и *p*-Ge (б) с ростовыми дислокациями.

$N_D, \text{см}^{-2}$: 1, 4, 6, 7 — 10^4 ; 2, 3 — $5 \cdot 10^4$; 5, 8 — < 10 . $\rho, \text{Ом}\cdot\text{см}$: 1, 4—8 — 40; 2, 3 — 10. $U, \text{В}$: 1—3, 5, 6 — 1.8; 4, 7—8 — 6. $\Delta U, \text{В}$: 1—6 — 1.8; 7, 8 — 6. $t_p, \text{с}$: 1, 2, 4—8 — 10^{-3} , 3 — 10^{-5} . $\tau_{\text{max}}, \text{мс}$: 1, 4, 5 — 5.16; 6 — 11.2; 2, 3, 7, 8 — 58. $f=150 \text{ кГц}$.

(кривые 1 и 2). Термические энергии активации состояний, обуславливающих эти пики, определенные как наклоны зависимостей Аррениуса, составляют 0.21 и 0.39 эВ. В бездислокационном *n*-Ge ($N_D < 10 \text{ см}^{-2}$), амплитуда DLTS-сигналов близка к уровню шума $\Delta C/C \approx 10^{-5}$ (рис. 1, кривая 5). Увеличение

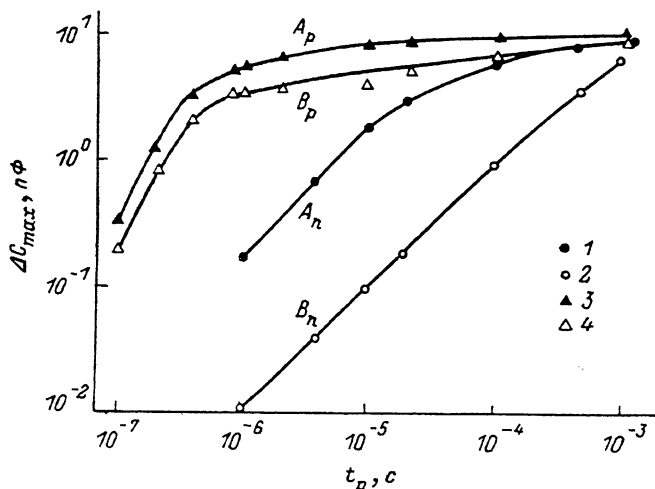


Рис. 2. Зависимости амплитуды пиков DLTS спектров *n*-Ge (1, 2) и *p*-Ge (3, 4) от длительности импульса, сбрасывающего обратное напряжение.

$N_D=10^4 \text{ см}^{-2}$. $U, \text{В}$: 1, 2 — 2; 3, 4 — 6. $\Delta U, \text{В}$: 1, 2 — 1.8; 3, 4 — 5. $\tau_{\text{max}}=5.16 \text{ мс}$.

обратного напряжения и уменьшение длительности импульса (t_p), сбрасывающего напряжение (U), при постоянной амплитуде импульса (ΔU) приводят к относительному уменьшению пика B_n в спектрах DLTS (рис. 1, кривые 3 и 4).

Зависимость амплитуды пика спектра (ΔC_{max}) от длительности импульса, сбрасывающего напряжение, для пика A_n линейна в интервале $t_p=10^{-7}-10^{-5} \text{ с}$ и при $t_p \approx 10^{-5} \text{ с}$ переходит в близкую к логарифмической, для пика B_n эта за-

висимость близка к линейной в более широком интервале длительностей импульса (рис. 2).

Спектр DLTS, представленный на рис. 1 (кривая 2), подобен спектру деформированного n -Ge ($N_D=10^7$ см $^{-2}$) [9], измеренному при том же «окне скоростей» и характеризующемуся энергией активации 0.29 эВ; аналогичны и зависимости $\Delta C_{\max}(t_p)$. Однако для всех образцов с ростовыми дислокациями можно, используя разную зависимость амплитуд пиков A_n и B_n от U и t_p , выделить пик A_n (0.21 эВ). Это позволяет заключить, что спектр деформированного n -Ge, по-видимому, состоит из двух перекрывающихся пиков, обусловленных теми же дефектами, что и пики A_n и B_n в спектрах n -Ge с ростовыми дислокациями.

DLTS-спектры p -Ge

DLTS-спектры p -Ge с ростовыми дислокациями содержат два пика, обозначенных нами A_p и B_p (рис. 1, кривые 6 и 7). Соответствующие им энергии активации, определенные из зависимостей Аррениуса, составили 0.21 и 0.36 эВ (рис. 3). Увеличение обратного напряжения от $\Delta U = \text{const}$ приводит к относительному уменьшению пика B_p .

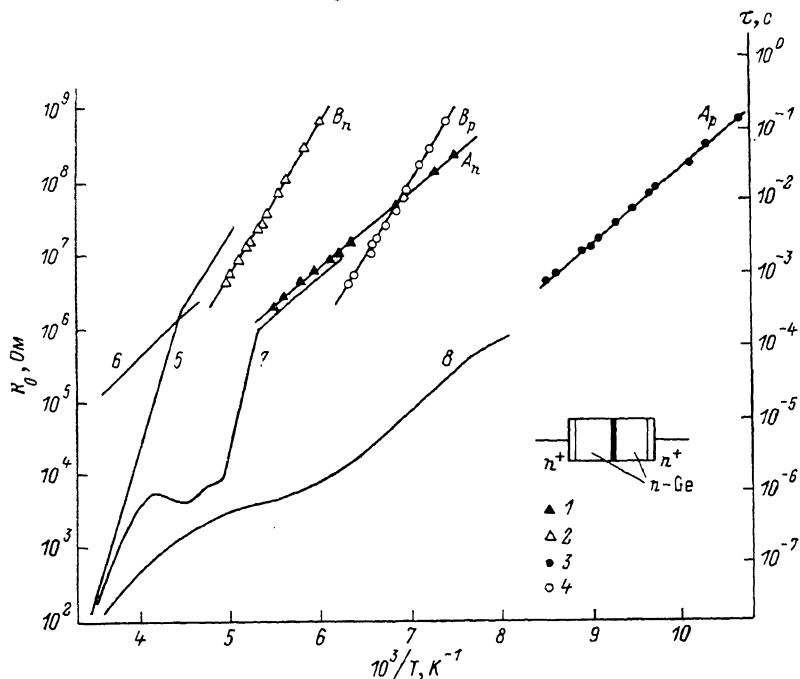


Рис. 3. Температурные зависимости постоянной времени релаксации емкости диодов из n -Ge (1, 2) и p -Ge (3, 4).

$N_D=10^4$ см $^{-2}$. Температурные зависимости сопротивления бикристалла n -Ge R_0 (5, 7, 8) и дифференциального сопротивления при $U=0.5$ В (6). Обработка поверхности: 5, 6, 8 — травление в H_2O_2 , 7 — СР-4; поверхность: 5—6, 7 — свежеспотравленная, 8 — состаренная. $\theta=4^\circ$; $N_D=10^4$ см $^{-2}$. На вставке — схема образца.

Зависимости $\Delta C_{\max}(t_p)$ для пиков A_p и B_p квадратичны при $t_p=10^{-7}$ — 10^{-6} с и при $t_p > 10^{-6}$ с близки к насыщению (рис. 2).

Анализ данных DLTS позволяет предположить, что пики A_p и B_p связаны с теми же дефектами, что и пики C и B , которые наблюдались в p -Ge с дислокациями, введенными при деформации [10, 11]. Так, в спектрах, измеренных при одинаковых окнах скоростей, хорошо совпадают температуры, при которых наблюдаются максимумы этих пиков, и энергии активации, характеризующие пики A_p (0.21 эВ) и C (0.19 [10], 0.21 эВ [11]). Энергии активации, характеризующие пики B_p (0.36 эВ) и B (0.29 эВ [11]), несколько различаются, что может

быть связано с недостаточным разделением пиков B , E (0.31 эВ [11]), A (0.39 эВ [10]). Амплитуды пиков C и B также близки к насыщению при $t_p = 10^{-6}$ с.

Обсуждение результатов DLTS

Таким образом, на основе анализа данных DLTS дислокационного Ge можно заключить, что DLTS-спектры как n -, так и p -Ge с ростовыми дислокациями обусловлены теми же дефектами, что и спектры n - и p -Ge с дислокациями, введенными при деформации, где с ними в соответствии с положительными знаками DLTS-спектров связываются уровни в разных половинах запрещенной зоны. Однако обнаруженные в настоящей работе особенности DLTS-спектров n - и p -Ge (совпадение энергий активации, характеризующих пики A_n и A_p , B_n и B_p , а также идентичная зависимость относительной амплитуды пиков B_n и B_p от обратного напряжения) позволяют предположить, что DLTS-спектры дислокационного Ge аномальны и обусловлены одними и теми же состояниями в запрещенной зоне.

Необходимо отметить, что основание для этого предположения дают и результаты DLTS-исследования бикристаллов n -Ge, в которых необходимый барьер создается стенкой из дислокаций на границе. Так, представленный в работе [13] спектр DLTS бикристалла n -Ge ($\theta = 3.5^\circ$), измеренный при переключении $U_1 \rightarrow U_2$ ($U_1 = 25$, $U_2 = 30$ В), содержит пики $B'1$, $B'3$, $B'2$, $B'4$, обусловленные точечными дефектами с уровнями $E_c - 0.22$, $E_c - 0.36$, $E_c - 0.25$ и $E_c - 0.39$ эВ. Отметим, что этот спектр идентичен совокупности пиков A_p , B_p , A_n и B_n , характеризующихся энергиями активации соответственно 0.21 , 0.36 , 0.21 , 0.39 эВ. Это не позволяет отнести уровни, обуславливающие пики A_p и B_p , а также пики C и B в [10 , 11], к нижней половине запрещенной зоны. Однако в работе [13] пики $B'1$ и $B'2$ (а также $B'3$ и $B'4$) связываются с разными дефектами, имеющими близкие величины энергий ионизации, по существу разные сечения захвата электронов в соответствии с общепринятой обработкой DLTS-спектров.

Исследования, проведенные в настоящей работе, дают основания полагать, что наблюдаемые в монокристаллах и в бикристаллах дислокационного Ge спектры DLTS аномальны и отражают релаксацию емкости, связанную не с термоэмиссией основных носителей заряда с уровней в зону, а с переходным процессом в исследуемых образцах после переключения $U_1 \rightarrow U_2$.

Для выяснения механизма переходного процесса основное внимание уделялось изучению вольт-амперных характеристик (ВАХ), температурных зависимостей проводимости при малых напряжениях $U \ll kT'e$ (G_0), а также активной и емкостной компонент высокочастотной проводимости исследуемых образцов и установлению связи этих характеристик с данными DLTS.

Температурные зависимости проводимости

Из представленных на рис. 4 зависимостей $G_0(1/T)$ видно, что в области $T = 290 - 240$ К наклон зависимостей $G_0(1/T)$ для всех исследованных образцов составляет 0.39 эВ, что близко к $E_g/2$ и свидетельствует о генерационно-рекомбинационном механизме проводимости. При понижении температуры наблюдаются избыточные токи, причем дислокации увеличивают проводимость диодов при $T < 190$ К. Зависимости $G_0(1/T)$ диодов из p -Ge с ростовыми дислокациями имеют плато в области $T = 230 - 150$ К, так что при температурах, соответствующих пикам спектров A_n и A_p , B_n и B_p , проводимости диодов из n - и p -Ge равны, а на кривых имеются изломы, однако определение энергии активации проводимости в области изломов затруднено из-за наличия компоненты тока, слабо зависящего от температуры.

Энергия активации проводимости, обуславливающей спектры DLTS, была определена из измерений проводимости бикристаллов n -Ge с ростовыми дислокациями. Спектры DLTS бикристаллов n -Ge, измеренные в том же режиме, что в [13], идентичны спектрам, полученным в работе [13].

Проводимость бикристалла n -Ge поверхек границы ($1/R_0$) определяется потенциальным барьером на границе. Так, наклон зависимости $G_0(1/T)$ для бикристалла со свежепротравленной в H_2O_2 поверхностью (рис. 3, кривая 5) при $T > 220$ К составляет 0.72 эВ и уменьшается до 0.39 эВ при $T=220-200$ К, что обусловлено термоэлектронной эмиссией электронов над барьером и генерацией носителей заряда в области объемного заряда [14, 15]. При старении поверхности образца, протравленного в H_2O_2 , а также при травлении

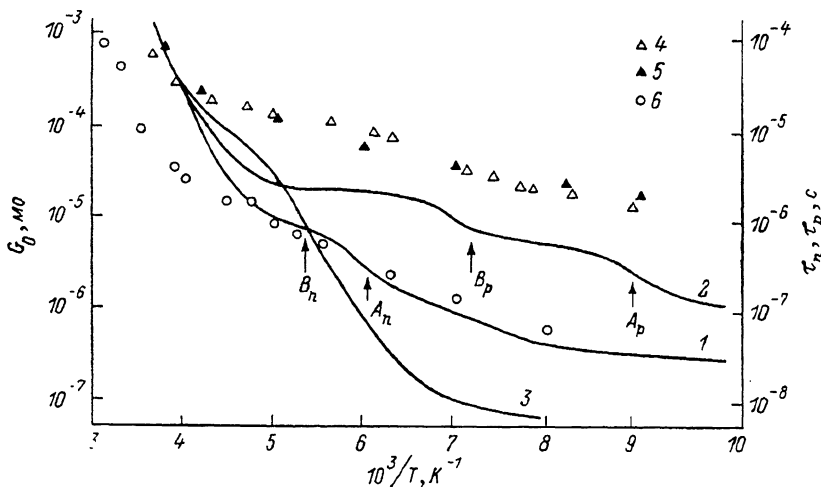


Рис. 4. Температурные зависимости проводимости диодов из n -Ge (1, 3) и p -Ge (2) при малых напряжениях.

N_D , см $^{-2}$: 1, 2 — 10^4 , 3 — < 10 . Стрелками указано положение пиков спектров DLTS. 4–6 — температурные зависимости времени жизни электронов в p -Ge ($N_D=10^4$ см $^{-2}$), полученные в настоящей работе (4), и в p -Ge по данным работы [17] (5), измеренные методом Локса; времени жизни дырок в n -Ge, измеренные методом ФМЭ, по данным работы [18] (6).

образца в СР-4 наблюдается большая поверхностная проводимость с энергией активации в низкотемпературной области 0.21 эВ (рис. 3, кривые 7 и 8). Близкая энергия активации дифференциальной проводимости свежепротравленных в H_2O_2 образцов также свидетельствует о ее поверхностной природе. Отметим, что в области $T=230-150$ К зависимости $G_0(1/T)$ бикристалла с состаренной поверхностью и диода из p -Ge имеют плато, тогда как проводимости бикристалла со свежепротравленной поверхностью и диода из n -Ge меняются активационно.

Релаксация емкости и поверхностная проводимость

Из рис. 3 видно, что температурный ход зависимостей $\tau(1/T)$, соответствующих пикам A_n и A_p , и $R_0(1/T)$ в низкотемпературной области (кривые 6–8) идентичен. Сопоставимы и величины τ и R_0C_0 при $C_0 \approx 10^{-10}$ Ф, оцененной из измерений емкости диодов (рис. 5, б). Это позволяет связать релаксацию емкости с переходным процессом, обусловленным поверхностной проводимостью.

Известно, что свежепротравленная в H_2O_2 поверхность n -Ge имеет инверсионный изгиб зон, а ее старение приводит к конвертированию поверхности в n -тип [16]. Сопоставив кривые на рис. 3 и 4, можно сделать вывод о том, что компонента поверхностной проводимости, связанная с дислокациями и определяющая пики A_n и A_p в спектрах, обусловлена центрами с энергией ионизации 0.21 эВ, которые оказывают влияние на проводимость инверсионного слоя: в n -Ge на поверхностную проводимость p -типа, возникающую при травлении, в p -Ge на проводимость n -типа, связанную со старением поверхности, в результате чего изменяется за счет приповерхностного барьера измеряемая

емкость образцов и возникает переходной процесс с характерным временем $\tau = R_0 C_0$.

Основные особенности релаксационного процесса качественно можно понять из вида ВАХ диодов, которые определяются при $T < 200$ К приповерхностным током (рис. 5, а). ВАХ всех диодов с ростовыми дислокациями при $U \geq 1$ В имеют сублинейные и сверхлинейные участки. Так как при переключении $U_1 \rightarrow U_2$ емкость приповерхностного барьера «заряжается» через поверхностную проводимость и проводимость области объемного заряда, то уменьшение дифференциальной проводимости (G_d) в процессе релаксации должно приводить к замедлению релаксации во времени. Конечная стадия релаксации емкости определяется экранировкой поля приповерхностного барьера и процес

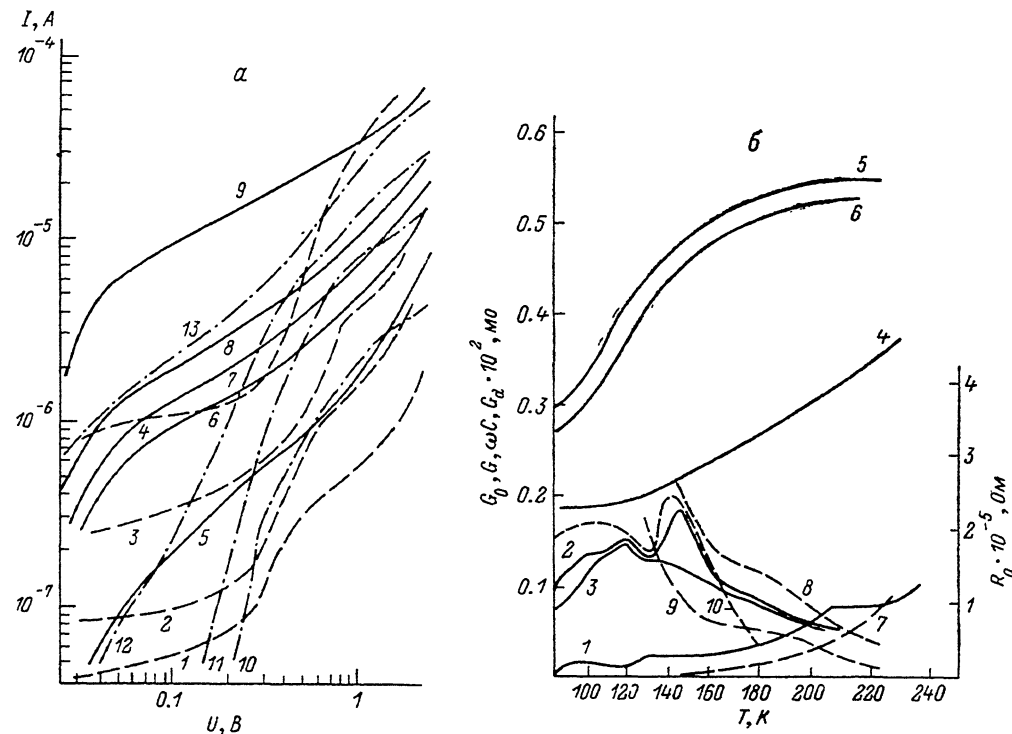


Рис. 5.

а) Вольт-амперные характеристики диодов из n-Ge (1—4, 10—13) и p-Ge (5—9). N_D , см $^{-3}$: 1—9 — 10^4 , 10—13 — 10 . Т, К: 5, 10 — 77, 6 — 110, 7, 11 — 125; 1 — 131, 8 — 140, 2 — 153, 3, 12 — 174; 4, 9, 13 — 206. б) Температурные зависимости активной (1—3) и емкостной (4—6) компонент высокочастотной проводимости, проводимости G , (7) и сопротивления R_0 (8, 9), дифференциальной проводимости при $U=0.4$ В (10) диодов из n-Ge (1, 4, 7) и p-Ge (2, 3, 5, 6, 8—10). $N_D=10^4$ см $^{-3}$, $j=150$ кГц. U, В: 1—2, 4, 5 — 1.5; 3, 6 — 2. Масштаб по оси ординат для кривой 8 увеличен в 2.5 раза.

ходит с характерным временем $\tau = R_0 C_0$, что и при τ , попадающих во временное окно t_1, t_2 , и отражается в спектрах DLTS.

Характерное время начальной стадии релаксации (τ_0) можно оценить из измерений активной составляющей (G_d) высокочастотной проводимости (рис. 5, б). Из этих измерений следует, что проводимость в начальной стадии релаксации (G_{d0}) (при $t \approx 10^{-6}$ с после переключения) пропорциональна G_d , однако в образцах из p-Ge $G_{d0} \gg G_d$, что, по-видимому, связано с захватом в поверхностные состояния.

Некоторые соображения о температурных зависимостях $G_{d0}(T)$ и $c_0(T)$ следуют из рассмотрения ВАХ и зависимостей $G(T), \omega C(T)$. Так, в n^+p -диодах $G=G_0$ при $T=200$ К и растет при уменьшении температуры, температурный ход $G(T)$ и $R_0(T)$ почти одинаков. Отсюда, учитывая вид ВАХ, можно сделать вывод, что рост как G_d , так и G_{d0} связан со снятием полем температурной зависимости обратного тока, причем $G_{d0} \sim R_0$, а $\tau_0 \sim 1/R_0$ и уменьшается при понижении температуры. Максимум на зависимостях $G(T)$ соответствует

$G_{d0} = \omega C_0$, при этом $\omega \tau_0 = 1$ и $\tau_0 = 10^{-6}$ с: $T_{\max} = 100, 160$ К для образцов из p -Ge и $T_{\max} = 207$ К для образцов из n -Ge, для которых хорошо виден спад G при $T < T_{\max}$, свидетельствующий о росте G_{d0} , при этом $\tau_0 \sim 1/R_0$. Из рис. 5, 6 также видно, что при увеличении U возрастает влияние на переходный процесс компоненты тока с $\Delta E = 0.21$ эВ.

Таким образом, релаксация емкости при переключении может быть охарактеризована наличием быстрой и медленной компонент с характерными временами τ_0 и τ , причем $\tau_0 \sim G_0 \sim \exp(-\Delta E/kT)$, а $\tau \sim G_0^{-1} \sim \exp(\Delta E/kT)$, где $\Delta E = 0.21, 0.39$ эВ при температурах, соответствующих пикам A и B .

Рассмотренные особенности релаксационного процесса позволяют связать зависимости $\Delta C_{\max}(t_p)$ (рис. 2) с характером ВАХ и долей «быстрой» компоненты проводимости и объяснить более быструю релаксацию емкости и наличие квадратичного участка зависимости $\Delta C_{\max}(t_p)$ в образцах из p -Ge и близкого к линейному в образцах из n -Ge, а также относительное уменьшение пиков B_n и B_p в спектрах при увеличении смещения.

Отметим, что влияние поверхностной проводимости на релаксационный процесс может, в частности, сказываться при измерении времени жизни. Так, температурная зависимость времени жизни электронов в p -Ge с ростовыми дислокациями хорошо совпадает с зависимостью $G_0(1/T)$ (рис. 4). Для температурных зависимостей времени жизни неосновных носителей заряда, связываемых с рекомбинацией на центрах $E_c + 0.2$ эВ в p -Ge [17] и $E_c - 0.2$ эВ в n -Ge [18], также наблюдается подобное совпадение, что говорит о возможном проявлении быстрого времени релаксации τ_0 при измерении времени жизни методами Лэкса и фотоманнитного эффекта. Время жизни электронов в n -Ge, измеренное в работе [19] на «хвостах» кинетик фотопроводимости, растет при уменьшении температуры и, как показывает анализ, совпадает с постоянной времени τ , определенной в настоящей работе из спектров DLTS, что позволяет связать рост τ не с прилипанием дырок на центры $E + 0.24$ эВ [19] или $E_c - 0.2$ эВ [18], а с влиянием поверхностной проводимости на релаксационный процесс.

Проведенные исследования позволяют сделать вывод, что дислокации в Ge не только оказывают акцепторное действие [6], но и вносят донорные уровни $E_c - 0.21$ эВ. Переход от акцепторного действия дислокаций к донорному наблюдался в деформированном n -Si и связывался с образованием вблизи дислокаций кислородосодержащих комплексов даже в достаточно чистых кристаллах [20]. Ряд экспериментальных данных дает основание считать, что уровни $E_c - 0.21$ эВ в дислокационном Ge принадлежат кислородным комплексам вакансионного типа. Так, ранее в Ge наблюдались комплексы кислорода с вакансиями с уровнями $E_c - 0.20$ эВ при введении вакансий термообработкой или облучением [21]. Кроме того, обнаруженный в настоящей работе пик A_n (0.21 эВ) совпадает с пиком $B'2$ бикристалла n -Ge, который связывается с дефектами, образующимися в результате сегрегации кислорода на дислокациях. Основанием для этого вывода в [18] послужили совпадение пика $B'2$ с пиком DLTS-спектра, обусловленного комплексами кислорода в облученном электроном Ge, легированном кислородом ($N_O = 10^{18}$ см $^{-3}$) [22], и обнаружение методом спектроскопии энергетических потерь электронов сегрегации кислорода на дислокациях в Ge, выращенном методом Чохральского, с содержанием кислорода $N_O < 10^{13}$ см $^{-2}$ [23].

По-видимому, кислородные комплексы с уровнями $E_c - 0.21$ эВ могут стабилизировать уровень Ферми на дислокации в Ge как в объеме, так и в приповерхностной области. Это (наряду с действием акцепторных дислокационных уровней) приводит к активационному характеру поверхностной проводимости при малых напряжениях и обуславливает аномальные спектры DLTS. Логарифмический характер наблюдающихся зависимостей $\Delta C_{\max}(t_p)$ связан с зависимостью дифференциальной поверхностной проводимости от напряжения, возникающей вследствие сжатия дрейфовых барьеров полем.

- [1] Pearson G. L., Read W. T., Morin F. J. // Phys. Rev. 1954. V. 93. N 4. P. 666—667.
- [2] Logan R. A., Pearson G. L., Kleiman P. A. // J. Appl. Phys. 1959. V. 30. N 6. P. 885—890.
- [3] Гиппиус А. А., Вавилов В. С. // ФТТ. 1963. Т. 4. В. 9. С. 2426—2333.
- [4] Broudy R. M. // Adv. Phys. 1963. V. 12. P. 135—184.
- [5] Осипьян Ю. А., Шевченко С. А. // ЖЭТФ. 1971. Т. 61. В. 6. С. 2330—2336.
- [6] Schröter W. // Phys. St. Sol. 1967. V. 21. N 1. P. 211—220.
- [7] Коллобакин А. И., Осипьян Ю. А., Шевченко С. А. // ЖЭТФ. 1979. Т. 77. В. 3. С. 975—978.
- [8] Mergel D., Labush R. // Phys. St. Sol. A. 1977. V. 42. N 1. P. 165—171.
- [9] Baumann F. H., Schröter W. // Phil. Mag. 1983. V. 48. N 1. P. 55—61.
- [10] Baumann F. H., Schröter W. // Phys. St. Sol. A. 1983. V. 79. P. K123—K126.
- [11] Fang L. // Diplomarbeit. Göttingen, 1986. P. 64.
- [12] Simoen E., Claws P., Vennik J. // Sol. St. Commun. 1985. V. 54. N 12. P. 1025—1029.
- [13] Broniatowski A. // Polycrystalline Semiconductors. Berlin, 1985. P. 95.
- [14] Mueller R. K. // J. Appl. Phys. V. 32. N 4. P. 635—645.
- [15] Бочкарева Н. И., Леликов Ю. С., Любалин М. Д., Шретер Ю. Г. // Тр. Межд. конф. по свойствам и структуре дислокаций в полупроводниках. М., 1989. С. 40—45.
- [16] Ржанов А. В. // Электронные процессы на поверхности полупроводников. М., 1971. 480 с.
- [17] Литовченко П. Г., Гаврилов Г. М., Бородовский Я. А. // ФТП. 1974. Т. 8. В. 5. С. 954—962.
- [18] Ткачев В. Д., Уренев В. И., Явид В. Ю. // ФТП. 1972. Т. 6. В. 9. С. 1797—1799.
- [19] Рыбкин С. М., Ярощцкий И. Д. // ФТТ. 1960. Т. 2. В. 8. С. 1966—1977.
- [20] Еременко В. Г., Никитенко В. И., Якимов Е. Б., Ярыкин Н. А. // ФТП. 1978. Т. 12. В. 2. С. 273—279.
- [21] Гончаров Л. А., Леонов П. А., Хорват А. М. // Свойства легированных полупроводников. М., 1977. С. 9—16.
- [22] Fukuoka N., Setto H., Kombe Y. // Japan. J. Appl. Phys. 1983. V. 22. N 6. P. L353—L355.
- [23] Bourret A., Colliex C., Trebbia P. // J. Phys. Lett. 1983. V. 44. N 1. P. 33—38.