

ПОВЕРХНОСТНАЯ ПРОВОДИМОСТЬ И РЕЛАКСАЦИЯ ЕМКОСТИ ГРАНИЦ ЗЕРЕН В БИКРИСТАЛЛАХ n -Ge

Н. И. Бочкарева

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук, 194021, Санкт-Петербург, Россия

(Получена 9 августа 1993 г. Принята к печати 30 августа 1993 г.)

Обнаружен температурный сдвиг пиков DLTS при старении поверхности бикристалла Ge. Показано, что аномальные пики DLTS отражают динамику переходного процесса в поверхностном канале вблизи границы зерен. Установление диффузионно-дрейфового равновесия в канале, определяемое емкостью слоя собственного окисла и поверхностной проводимостью, замедляется по мере приближения к границе и может быть характеризовано быстрой и медленной стадиями релаксации из-за различия в величинах поверхностной проводимости в квазинейтральной и приграничной областях бикристалла. Модуляция высоты и ширины приграничного барьера на поверхности высокочастотным тестовым напряжением может обуславливать возникновение емкостной компоненты поверхностного тока, медленно релаксирующей после импульса напряжения.

Пики DLTS вблизи 100 К связываются с адсорбцией молекул воды. Предполагается, что неоднородности поверхностного потенциала в области дислокаций приводят к изменению скорости электрохимического процесса на границе со льдом. Это обуславливает изменение статических и переходных электрических характеристик барьерных структур в присутствии дислокаций и связь амплитуды пиков DLTS с плотностью этих дефектов.

Введение

DLTS метод исследования границ зерен [¹⁻⁵] основывается на представлениях о существовании на границе потенциального барьера, который создается в результате захвата основных носителей заряда в локализованные на границе состояния, и о надбарьерном переносе заряда основными носителями. Понижение барьера при приложении внешнего напряжения приводит к возрастанию заряда на границе. Предполагается, что медленное увеличение емкости бикристалла, наблюдающееся после скачкообразного уменьшения приложенного напряжения, обусловлено сужением области объемного заряда вблизи границы вследствие термического выброса захваченных носителей заряда в зону. Однако интерпретация данных DLTS в соответствии с этими представлениями приводит к большому разбросу энергий ионизации центров, локализованных на границе зерен в n -Ge, и аномально большим сечениям захвата [²⁻⁶]. Экспериментальные данные статических электрических измерений при низких температурах также не укладываются в рамки модельных представлений. Так, наблюдаются значительные избыточные токи через границу, а зависимости проводимости и емкости от напряжения становятся слабыми [^{3,6}]. Отмеченные аномалии наблюдаются и для границ зерен в Si [⁷], GaAs [⁸], ZnO [⁹].

В данной работе рассматривается механизм формирования аномальных DLTS-спектров границ зерен на примере бикристаллов n -Ge.

Для исследований использовались бикристаллы n -Ge, выращенные по методу Чохральского на двойную затравку [¹⁰]. Предварительные исследования

обнаружили близкие электрические характеристики и DLTS-спектры бикристаллов с различными углами наклона ($1^\circ < \Theta < 20^\circ$). Для детального исследования была выбрана структурно-аттестованная граница наклона $\Sigma = 37$ ($\Theta = 18.92^\circ$) / [001] [10].

Образцы и методика измерений

Образцы имели размеры $3 \times 3 \times 9$ мм, граница проходила посередине образца, параллельно граням 3×9 мм, на которых были изготовлены омические контакты вплавлением сплава In (As) или втиранием эвтектики In—Hg. После травления в CP-4 и последующего травления в H_2O_2 в образцах типа А боковая поверхность защищалась пленкой влагостойкого лака, что обеспечивало стабильность электрических характеристик. Ряд измерений проводился на образцах с незащищенной поверхностью (образцы типа В). В контрольных образцах барьер Шоттки изготавливался напылением золота на поверхность монокристаллов n -Ge, вырезанных из того же слитка, что и образцы бикристаллов. Концентрация нескомпенсированных доноров в объеме Ge составила $3.5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, плотность ростовых дислокаций 10^3 — 10^4 см^{-2} .

Емкостные измерения проводились мостовым методом. При записи DLTS спектров емкостная составляющая сигнала разбаланса моста детектировалась фазовым детектором. Бокскаринтегратор ВСІ-280 производил выборку сигнала в моменты времени t_1 и t_2 и его накопление.

Экспериментальные результаты

I — U - и C — U -характеристики образцов типа А симметричны относительно направления тока и имеют вид, характерный для бикристаллов n -Ge [11,3,6] (рис. 1). На рис. 2 приведены температурные зависимости проводимости при малом напряжении ($G_0 \equiv R_0^{-1}$) и емкости при нулевом смещении. Как видно из рисунка, зависимость $C(T)$ имеет максимум, который при старении поверхности сдвигается к низким температурам. Если выделить часть емкости, зависящую от температуры, определив ее как $C_s(T) = C(T) - C(77 \text{ K})$, то на

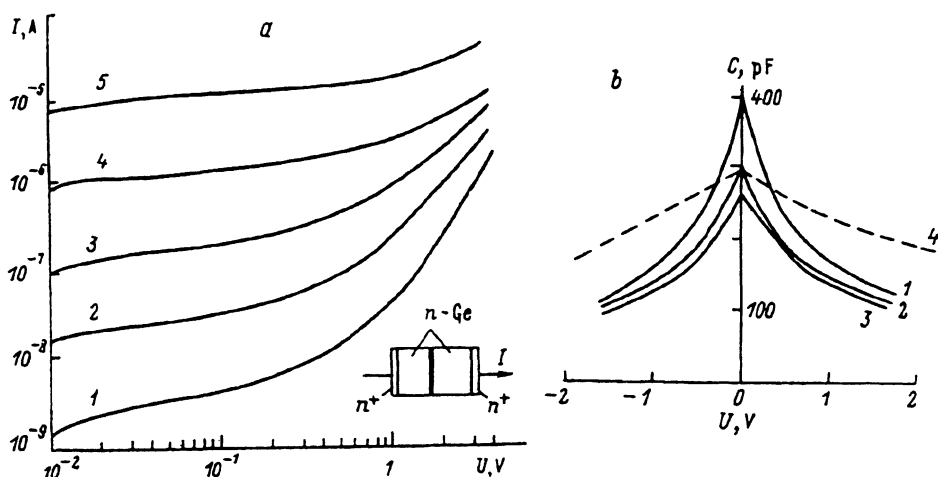


Рис. 1. а — Вольт-амперные характеристики бикристаллов (образец типа А). На вставке — схема образцов. Т, К: 1 — 208, 2 — 212, 3 — 226, 4 — 236, 5 — 252. б — вольт-фарадные характеристики образцов типа А (1—3) и типа В (4). Т, К: 1 — 198, 2 — 125, 3, 4 — 77.

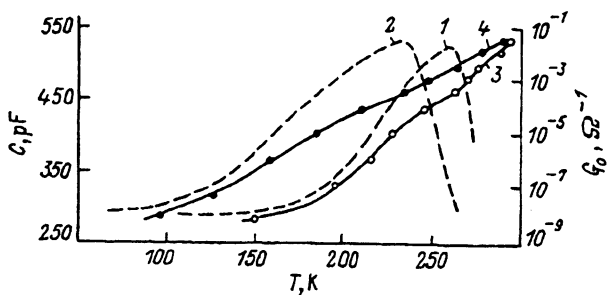


Рис. 2. Температурные зависимости емкости (1, 2) и проводимости (3, 4). $U, В$: 1, 2 — 0; 3, 4 — $5 \cdot 10^{-3}$. 1, 3 — образец типа А; 2, 4 — образец типа В.

низкотемпературном спаде C_s для обоих типов образцов изменяется с температурой как логарифм их проводимости.

Для измерения DLTS-спектров на бикристаллы подавалось постоянное смещение $U = 0 \div 2$ В и последовательность импульсов напряжения амплитудой $U_p = 0.05 \div 2$ В и длительностью $t_p = 10^{-6} \div 10^{-3}$ с. DLTS-спектр контрольного образца (рис. 3, кривая 9) идентичен спектру n -Ge с ростовыми дислокациями, наблюдававшемуся ранее [12]. DLTS-спектр граничных состояний бикристалла измеряется при переключении от большего напряжения к меньшему (переключение $U + U_p \rightarrow U$, $U_p > 0$) [2]. Во время импульса напряжения емкость бикристалла уменьшалась, релаксируя к стационарной величине после окончания импульса, время релаксации увеличивалось при понижении температуры.

Из представленных на рис. 3 (кривые 1—3) DLTS-спектров образцов типа А, измеренных при переключении $U_p \rightarrow 0$, видно, что при $U_p > 0.1$ В в пике спектра появляется низкотемпературный хвост. На рис. 4 (кривые 1—3) приведены температурные зависимости постоянной времени релаксации емкости (τ). При малых U_p релаксация экспоненциальна, энергия активации составила $\Delta E = 0.71 \pm 0.04$ эВ. При увеличении U_p релаксация емкости становится неэкспоненциальной, энергия активации в низкотемпературной области приближается к $\Delta E \approx 0.2$ эВ.

Наблюдается корреляция между наклонами температурных зависимостей сопротивления и времени релаксации емкости и их температурными сдвигами

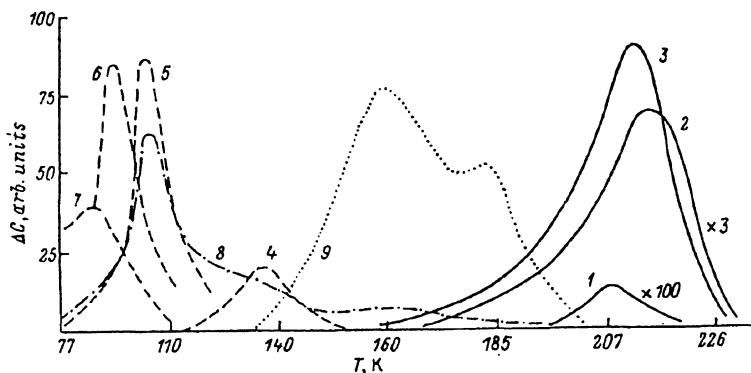


Рис. 3. DLTS-спектры образца типа А (1—3), образца типа В (4—7), контрольного образца (9) и температурная зависимость разности емкости поликристаллического слоя льда при $U = 2$ В и временах t_1 и t_2 после токовых деполаризующих импульсов амплитудой 100 мА и длительностью 1 мс (8). $U + U_p \rightarrow U$, В: 1 — $0.05 \rightarrow 0$, 2 — $0.6 \rightarrow 0$; 3—6 — $1 \rightarrow 0$, 7 — $2 \rightarrow 1$, 9 — $0 \rightarrow 2$. $f = 150$ кГц, $t_1 = 2$ мс, $t_2 = 10$ мс. Время старения поверхности: 4 — 1 день, 5 — 30 дней, 6, 7 — 2 месяца.

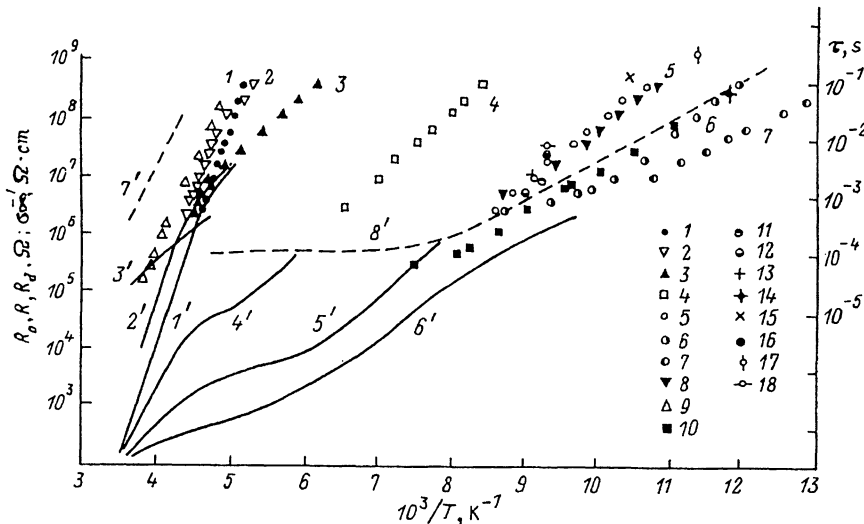


Рис. 4. Температурные зависимости времени релаксации емкости бикристаллов (1—7) (номера соответствуют номерам спектров 1—7, рис. 3); времени диэлектрической релаксации в чистых (9) и допированных (10) кристаллах и поликристаллических «слоях» (8) льда; сопротивления бикристаллов при $U=5$ мВ (1', 4'—6'), при $U=0.5$ В (2'); дифференциального сопротивления (3') при $U=1$ В; поляризационной проводимости (σ_0) чистых (7') и допированных (8') кристаллов льда. Для 1'—8' — шкала по оси у слева, для 1—18 — справа. 1—3, 1'—3' — образец типа А, 4—7, 4'—6' — образец типа В. Время старения поверхности: 4, 4' — 1 день; 5, 5' — 30 дней; 6, 7, 6' — 2 месяца. Экспериментальные данные: 1—8, 1'—6' — настоящей работы, 9—[26], 10—[28], 7'—[25], 8'—[27]. Приведены времена релаксации емкости из работ: [19] — 11, [20] — 12, [21] — 13, [22] — 14, [23] — 15, [24] — 16, [1] — 17, [18] — 18 (объяснения в тексте).

при увеличении соответственно U и U_p (рис. 4, кривые 1', 2' и 1, 2), а также между наклонами температурной зависимости дифференциального сопротивления $\lg R_d(1/T)$ при $U=1$ В и зависимости $\lg \tau(1/T)$ при $U_p=1$ В (рис. 4, кривые 3' и 3). Это позволяет представить τ как постоянную времени эквивалентной RC-цепи при $C_0 \approx 3 \cdot 10^{-10}$ Ф.

Связь между проводимостью и временем релаксации емкости проявляется наиболее отчетливо при измерении температурных зависимостей поверхностной проводимости и DLTS-спектров по мере старения поверхности в образцах типа В.

При старении поверхности пик DLTS сдвигается к низким температурам (рис. 3, кривые 4—7), поверхностная проводимость увеличивается, а τ уменьшается (рис. 4, кривые 4'—6' и 4—7), причем по-прежнему наблюдается корреляция между их величинами и энергиями активации. Величины τ близки величинам $R_0 C_0$. Наклон зависимости Аррениуса для τ составляет 0.2 эВ и только при сильном старении поверхности и $U > 1$ В падает до ~ 0.1 эВ (рис. 3, 4, кривые 7).

Обсуждение результатов

Проводимость бикристаллов n-Ge. Близость величины τ , наблюдающейся в образцах типа А при малых U_p , к $R_0 C_0$, а энергии активации τ и R_0 к ширине запрещенной зоны (E_g) позволяет предположить, что вследствие большой плотности точечных дефектов вблизи плоскости границы перенос заряда через границу, как и релаксация заряда после импульса напряжения, осуще-

ствляются дырками, генерированными в нейтральных областях бикристалла и рекомбинирующими на границе.

Энергия активации 0.2 эВ наблюдается для дифференциальной проводимости образцов типа А. Отметим, что близкая энергия активации проводимости наблюдалась и в барьерах Шоттки Au—n-Ge на Ge, содержащем дислокации [12, 13]. В работе [12] избыточная проводимость связывается с кислородными комплексами с донорными уровнями $E_c - 0.21$ эВ, закрепляющими уровень Ферми на дислокациях. Согласно этой модели, мы предполагаем, что кластеры этих дефектов ответственны за флуктуации потенциального рельефа на границе.

Анализ полученных данных позволяет предложить модель потенциального рельефа на границе. Как известно, с дислокациями в Ge связываются мелкие акцепторные состояния. Уровень Ферми на границе при этом близок к потолку валентной зоны. Доноры кислородных комплексов «компенсируют» акцепторные состояния, удерживая уровень Ферми вблизи $E_c - E_g/2 - 0.21/2$, либо если концентрация кислорода достаточно велика, — вблизи $E_c - 0.21$ эВ. Это обуславливает впадины в потенциальном барьере на границе как в объеме, так и на поверхности.

На примере поверхностного канала можно показать, что впадины в потенциальном барьере могут обуславливать избыточную емкость бикристалла и «аномальный» механизм ее релаксации, приводя к формированию аномальных DLTS-спектров.

Известно, что при старении поверхности n-Ge в слое собственного окисла накапливается положительный заряд. Индуцированный на поверхности отрицательный заряд формируется свободными электронами и электронами, захваченными на поверхностные состояния и на глубокие уровни дефектов в приповерхностной области. Если заряд в окисле не слишком большой, то плотность подвижного заряда на поверхности бикристалла вблизи границы может быть экспоненциально малой по сравнению с плотностью подвижного заряда на «свободной» поверхности из-за высокой плотности граничных состояний. Таким образом, при малом внешнем напряжении аккумулирующие слои на поверхности нейтральных областей бикристалла не смыкаются в области границы и граничный барьер на поверхности контролирует поверхностную утечку. В этом случае проводимость через границу экспоненциально зависит от высоты дрейфового барьера (φ_0): $G_0 \sim \exp(-\varphi_0/kT)$.

Температурные зависимости емкости. Периодическое уменьшение высоты граничного барьера при приложении тестового напряжения должно приводить к осцилляциям поверхностного изгиба зон в приграничной области, а следовательно, и к соответствующим осцилляциям «свободного» поверхностного заряда. Из-за большой емкости слоя собственного окисла (C_i) и емкости аккумулирующего слоя (C_j) заряд, индуцированный малым тестовым напряжением, может быть большим. Накопление заряда будет ограничиваться конечными временем, требующимся для переноса заряда. Из-за малой концентрации свободных электронов вблизи вершины барьера перенос заряда будет контролироваться перетеканием вдоль канала.

Динамика перетекания заряда может быть характеризована релаксационным временем $\tau_s = R_s C_s$, где R_s и C_s — сопротивление и емкость канала. Таким образом, избыточная емкость границы может наблюдаться в случае, если время накопления τ_s сравнимо с периодом высокочастотного напряжения. Оценка дает $\tau_s \approx 3 \cdot 10^{-6}$ с, используя $R_s \approx 10^4$ Ом из величины поверхностной проводимости при больших напряжениях и используя для C_s максимальную величину избыточной емкости $3 \cdot 10^{-10}$ Ф. Эта величина C_s соответствует величине C_i для толщины окисла 1.5 нм, для которой $C_i < C_j$, отсюда $C_s \approx C_j$. Величина C_j оценена, согласно соотношению $C_j \approx \epsilon l / L_d \exp(\psi_s / 2kT)$ [14]

(ϵ — диэлектрическая постоянная, L_d — длина экранирования, ψ_s — поверхностный потенциал), для $\psi_s \approx 0.2$ В и длины канала $l \approx 1$ мкм. Эта оценка показывает, что заряд в области канала с относительно высокой проводимостью успевает следовать за высокочастотным напряжением, в результате ток имеет емкостную компоненту, тогда как низкопроводящая область канала вблизи границы не вносит вклад в стационарную емкость. Если аккумуляция на поверхности не очень сильная ($U_i < kT/e$, U_i — падение напряжения в окисле), заряд переносится диффузионно и $C_s = C_i^2/C_i + C_j [e(U_b - \varphi_0)/kT]$, где U_b — встроенное напряжение, $U_b = Q_j(C_i + C_j)/C_i C_j$, Q_j — заряд в окисле [15]. С уменьшением температуры уровень Ферми в объеме Ge повышается при этом положительный заряд может уменьшаться не только на поверхностных состояниях, но и в окисле, из-за туннелирования между состояниями в окисле и поверхностными состояниями. Таким образом, предполагая, что $Q_j \sim kT$, и принимая во внимание, что $G_0 \sim \exp(-e\varphi_0/kT)$, мы получаем, что избыточная емкость C_s изменяется с температурой как $\ln G_0$. Это может объяснить наблюдающуюся логарифмическую зависимость между избыточной емкостью и проводимостью на постоянном токе.

Так как избыточная емкость связана с существованием поверхностного барьера между зернами, ее уменьшение при увеличении смещения можно связать с понижением барьеров внешним электрическим полем.

Следует отметить, что избыточная емкость и проводимость может быть связана и с каналами через границу в объеме бикристалла, если предположить, что крупномасштабные кластеры кислородных комплексов окружены аккумулярующими слоями, как микропреципитаты SiO_2 в Si [16].

Поверхностная проводимость и спектры DLTS. В рамках предложенной модели можно объяснить формирование аномальных пиков DLTS. После импульса напряжения распределение потенциала в поверхностной области релаксирует к равновесному, и избыточный поверхностный заряд вытекает из области, близкой к границе. Это должно сопровождаться увеличением измеряемой емкости. Скорость релаксации определяется поверхностной проводимостью, и, следовательно, мгновенное время релаксации должно изменяться во время релаксации из-за изменения проводимости с напряжением. Конечная стадия релаксации при сбросе напряжения до нуля должна характеризоваться величиной $R_0 C_s$.

Таким образом, форма пика DLTS, его температурный сдвиг при изменении U , U_p или t_p связаны с наличием нескольких составляющих проводимости с различными энергиями активации и зависимостями от напряжения. Это, в частности, объясняет появление низкотемпературных «хвостов» в пиках DLTS, наблюдающихся в образцах типа А при увеличении смещения (рис. 3, кривые 1—3). По-видимому, аналогичны и причины «аномального» уширения пиков DLTS, наблюдавшихся при $T > 160$ К в бикристаллах Ge [2, 4–5], Si [7] и в монокристаллах дислокационного Ge [17] и Si [18].

В то же время пики DLTS вблизи 100 К, наблюдающиеся при старении поверхности, по-видимому, связаны с адсорбцией молекул воды.

Действительно, обращает на себя внимание, что пик DLTS вблизи 100 К, характеризующийся близкой энергией активации ($\Delta E = 0.17 \div 0.2$ эВ), наблюдается также не только в Ge, облученном нейтронами [19], электронами [20], или деформированном Ge [21], но и в других полупроводниковых материалах, содержащих радиационные или протяженные дефекты (Si, GaAs, InP). Для иллюстрации на рис. 4 приведены времена релаксации емкости, наблюдавшиеся в Si с радиационными дефектами ($\Delta E = 0.17$ эВ) из работ [22, 23], в пластически деформированном Si ($\Delta E = 0.19$ эВ) [18], Si с окислительными дефектами упаковки ($\Delta E = 0.17$ эВ) [24], а также в бикристаллах Si ($\Delta E = 0.2$ эВ) [7].

Кроме того, диэлектрическая релаксация в кристаллах льда имеет аналогичные особенности. Для сравнения на рис. 4 приведены температурные зависимости поляризационной проводимости (σ_p) и времени диэлектрической релаксации в чистых (соответственно кривые 7' и 9) и допированных (кривые 8' и 10) кристаллах льда из работ [25-28]. Увеличение концентрации ориентационных и зарядовых дефектов в кристаллах льда приводит к увеличению проводимости и убыстрению релаксации. В области $T < 130$ К энергия активации проводимости и времени диэлектрической релаксации составляет 0.17 эВ [27, 28]. Отметим, что скорости диэлектрической релаксации в кристаллах льда и релаксации избыточной емкости, наблюдающейся в образцах типа В, близки, как и их энергии активации.

Для проверки предположений о связи низкотемпературных пиков DLTS с адсорбцией молекул воды мы использовали поликристаллические слои льда, образовавшиеся при конденсации паров воды из атмосферного воздуха на подложке из оргстекла, снабженной напыленными в вакууме золотыми контактами (зазор между контактами 100 мкм). На рис. 3 и 4 (кривые 8) представлены результаты измерений релаксации емкости этих образцов, полученные при подаче импульсов напряжения амплитудой 2 В после деполяризующих токовых импульсов (100 мА) при тех же окнах скоростей, что и DLTS спектры бикристаллов. Видно, что преобладающий пик вблизи 100 К идентичен пику, наблюдающемуся в образцах типа В (рис. 3 и 4, кривые 5), что подтверждает предположение о их единой природе. Заметим, что уменьшение релаксационного времени вблизи 100 К связывается с существованием фазового перехода в кристаллах льда с большой плотностью дефектов [28].

Выскажем некоторые соображения о причинах наблюдающегося сдвига пиков DLTS бикристаллов *n*-Ge при старении поверхности, а также о причинах связи амплитуды низкотемпературных пиков DLTS с плотностью дислокаций в монокристаллах Ge [12, 21].

Отметим прежде всего, что при низких температурах ($T < 160$ К), где преобладают избыточные токи, «ступенчатые» ВАХ характерны не только для бикристаллов *n*-Ge [2-4, 6], но и для барьерных структур в монокристаллах Ge [12, 13]. Обратные ВАХ имеют сверхлинейные участки роста тока с напряжением при малых и больших напряжениях и сублинейный участок при промежуточных напряжениях. Причем величина токовых «ступенек» и напряжения, при которых они наблюдаются, изменяются с плотностью дислокаций [12]. Сильные электрические поля, как и старение поверхности, снимают эту зависимость.

Подобное поведение ВАХ в кристаллах льда связывается с явлениями на контактах, например с двойной инъекцией зарядовых и ориентационных дефектов [29] либо с нелинейностью блокирующих контактов, ограничивающих объемный ток при небольших напряжениях [30]. Полупроводниковые электроды ограничивают зарядообмен на границе со льдом при протекании тока через кристаллы льда [29]. Зарядообмен на контакте полупроводника со льдом зависит от работы выхода полупроводника, а также от толщины слоя экранирования потенциала во льде, определяемом плотностью дефектов [29]. Можно предположить, что изменение поверхностного потенциала и работы выхода в области дислокаций или крупномасштабных кластеров точечных дефектов приводит к изменению плотности тока, и, следовательно, к изменению скорости электрохимического выделения H_2 и O_2 из льда. Это в конечном счете определяет статические и переходные электрические характеристики, связывая амплитуду пиков DLTS с плотностью дислокаций, а также кластеров радиационных или ростовых дефектов. Старение поверхности также изменяет поверхностный потенциал и работу выхода и приводит к изменению ВАХ и сдвигу пиков DLTS. Возможно также, что структурные дефекты в полупроводнике инициируют образование дефектов в слоях льда на его поверхности и в

результате приводят к уменьшению толщины слоя экранирования во льде, облегчая туннелирование электронов через этот слой и оказывая влияние на скорость электрохимических процессов.

Таким образом, физическая природа возникновения аномальных низкотемпературных пиков DLTS в присутствии дислокаций имеет, по-видимому, много общего с их влиянием на скорость окислительно-восстановительных процессов при выявлении этих дефектов селективным травлением.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] C. H. Seager, G. E. Pike, D. S. Ginley. *Phys. Rev. Lett.*, **43**, 532 (1979).
- [2] A. Broniatowski, J. C. Bourgoin. *Phys. Rev. Lett.*, **48**, 424 (1982).
- [3] A. Broniatowski, J. C. Bourgoin. *Grain Boundaries in Semiconductors (Mater. Res. Soc. Symp. Proc.*, **5** (ed. by H. J. Leamy, G. E. Pike, C. H. Seager), 119. Amsterdam (1982).
- [4] A. Broniatowski. *Polycrystalline Semiconductors. Springer Ser. Sol. St. Sci.*, **57** (ed. by G. Harbeke), 95. Berlin: Springer (1985).
- [5] Н. И. Бочкарева, Ю. С. Леликов, М. Д. Любалин, Ю. Г. Шрегер. *ФТП*, **20**, 1396 (1986).
- [6] Н. И. Бочкарева, Ю. С. Леликов, М. Д. Любалин, Ю. Г. Шрегер. *Тр. Межд. конф. по свойствам и структуре дислокаций в полупроводниках*, **40**. Черногловка (1989).
- [7] A. Broniatowski. *Phys. Rev. B*, **36**, 5895 (1987).
- [8] M. G. Spenser, W. J. Schaff, D. K. Wagner. *J. Appl. Phys.*, **54**, 1429 (1983).
- [9] F. Greuter, G. Blatter. *Semicond. Sci. Technol.*, **5**, 111.
- [10] Р. Шольц, М. Д. Любалин, Г. Н. Мосина, С. С. Рувимов, Л. М. Сорокин. *Тез. XIV Всес. конф. по электрон. микроскоп.*, **127**. Черногловка (1990).
- [11] R. K. Mueller. *J. Appl. Phys.*, **32**, 653 (1961).
- [12] Н. И. Бочкарева. *ФТП*, **25**, 537 (1991).
- [13] U. del Pennino, S. Mantovani. *Phys. St. Sol. (a)*, **38**, 109 (1976).
- [14] С. М. Зи. *Физика полупроводниковых приборов*, **655**. М.: Энергия (1973).
- [15] Б. И. Сысоев, В. Ф. Антюшин, В. Д. Стрыгин. *ФТП*, **20**, 48 (1986).
- [16] A. Henry, J. L. Pautrat, K. Samindayar. *J. Appl. Phys.*, **60**, 3192 (1986).
- [17] F. H. Baumann, W. Schroter. *Phil. Mag.*, **48**, 55 (1983).
- [18] P. Omling, E. R. Weber, L. Montelius, H. Alexander, J. Michel. *Phys. Rev. B*, **32**, 6571 (1985).
- [19] V. Nagesh, J. W. Farmer. *J. Appl. Phys.*, **63**, 1549 (1988).
- [20] N. Fukuoka, H. Setto, Y. Kombe. *Japan. J. Appl. Phys.*, **22**, L353 (1983).
- [21] F. H. Baumann, W. Schroter. *Phys. St. Sol. A*, **79**, K123 (1983).
- [22] S. D. Brotherton, P. Bradley. *J. Appl. Phys.*, **53**, 5720 (1982).
- [23] O. O. Awadelkarim, H. Weman, B. G. Svensson, J. L. Lindstrom. *J. Appl. Phys.*, **60**, 1974 (1986).
- [24] J. Kaniowski, M. Kaniowska, A. R. Peaker. *XVI Int. Conf. on Defects in Semicond.*, **1463**. Bethlehem, Pennsylvania, USA (1991).
- [25] E. J. Murphy, S. O. Morgan. *Bell Syst. Techn. J.*, **18**, 502 (1939).
- [26] R. P. Auty, R. H. Cole. *J. Chem. Phys.*, **20**, 1309 (1952).
- [27] R. W. Howe, R. W. Whitworth. *J. Phys. Chem. Sol.*, **50**, 963 (1989).
- [28] H. Abe, S. Kawada. *J. Phys. Chem. Sol.*, **52**, 617 (1991).
- [29] В. Ф. Петренко, В. А. Чеснаков. *ФТФ*, **32**, 2655 (1990).
- [30] В. Ф. Петренко, И. А. Рыжкин. *ЖЭТФ*, **87**, 558 (1984).

Редактор В. В. Чалдышев