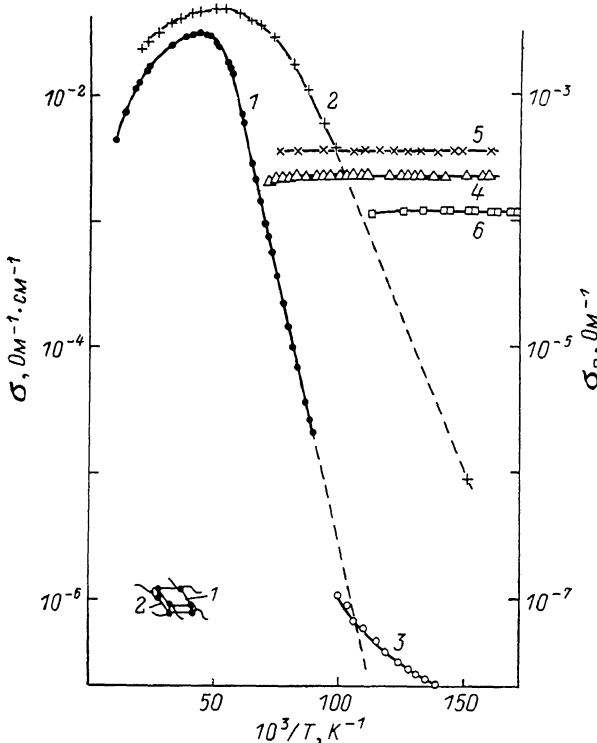


**ПРИПОВЕРХНОСТНЫЕ СЛОИ
С КВАЗИМЕТАЛЛИЧЕСКОЙ ПРОВОДИМОСТЬЮ
В ГЕРМАНИИ, ПОДВЕРГНУТОМ ГАММА-ОБЛУЧЕНИЮ ПРИ 4.2 К**

Витовский Н. А., Налбандян Л. В., Полоскин Д. С.

Электрические свойства приповерхностных слоев германия определяются зарядом поверхностных состояний и соответствующим изгибом зон. Известно, что высококачественные свежие поверхности сколов при $T < 35$ К не заряжены, но типичной является ситуация, в которой поверхностные состояния захватывают электроны, в результате чего на поверхности возникают вырожденные p -слои, свойства которых практически не зависят ни от типа проводимости кристаллов, ни от типа и концентрации примесей в них [1]. С другой стороны, при комнатной и более высоких температурах при освещении могут быть получены поверхностные заряды обоих знаков (см., например, [2-6]).



Температурные зависимости объемной (1, 2, левая шкала) и поверхностной (3-6, правая шкала) проводимости германия p - (1, 3-5) и n -типа (2, 6). Доза облучения $\Phi \cdot 10^{-15}$, см⁻²: 1-3 — 0, 4 — 0.8, 5 — 20.6, 6 — 8.2. На вставке — схема включения образцов n -германия в контрольных экспериментах.

В настоящей работе исследован процесс перезарядки поверхностных состояний в кристаллах германия с «реальной» поверхностью при однородной генерации электронно-дырочных пар как в оксидных слоях, так и в объеме образца в условиях низкой (4.2 К) температуры. Электронно-дырочные пары создавались гамма-облучением ^{60}Co . Исследовались температурные зависимости электропроводности σ образцов до и после облучения. Для уменьшения роли объемной проводимости использовался специально не легированный «чистый» германий с концентрацией доноров N_D и акцепторов N_A порядка 10^{12} - 10^{13} см⁻³. Образцы имели размеры $5 \times 5 \times 2$ мм с вплавленными контактами по углам ($\text{In}\langle\text{Ga}\rangle$ или $\text{In}\langle\text{As}\rangle$). Поверхность образцов химически полировалась до сварки контактов.

Температурные зависимости σ необлученного германия как p -, так и n -типа имеют ярко выраженный активационный участок (см. рисунок, кривые 1, 2), характеризующийся энергией активации соответствующей примеси III или V группы, что указывает на объемный характер проводимости и малую роль поверхностной проводимости. Величина поверхностной проводимости σ_{\square} при $T \leq 6$ К не превышает $3 \cdot 10^{-8}$ Ом $^{-1}$, т. е. $\sigma_{\square} \leq 0.001 \sigma_{\min}$, где $\sigma_{\min} = e^2/h$ — минимальная величина металлической проводимости двумерной системы [1] (кривая 3).

После гамма-облучения характер зависимостей $\sigma = f(1/T)$ для n - и p -германия оказывается существенно различным: в n -материале проводимость по-прежнему определяется объемными свойствами и зависимость $\sigma(1/T)$ имеет активационный характер при низких температурах,¹ а в p -материале появляется участок квазиметаллической проводимости, обусловленный возникновением приповерхностного слоя с вырожденным дырочным газом. Величина поверхностной проводимости σ_{\square} для всех образцов p -германия примерно одинакова [$\sigma_{\square} \simeq (1 \div 3) \cdot 10^{-4}$ Ом $^{-1} \simeq 8 \sigma_{\min}$] и при дозе облучения $\Phi \geq 2 \cdot 10^{14}$ см $^{-2}$ практически не зависит от дозы (кривые 4, 5). Учитывая данные [1] о характере изгиба зон (образование p' -слоев у поверхности), полученные результаты следует считать естественными: p' -слои шунтируют толщу p -германия, а на германии n -типа они изолированы от n -толщи и от приконтактных областей областью n - p -перехода и не оказывают шунтирующего действия. Для проверки последнего соображения было проведено исследование образцов n -германия с контактами In<Ga>. Естественно, измерения R и σ на таких образцах до облучения были невозможны. После облучения и возникновения приповерхностных p' -слоев измерения, как и ожидалось, оказались возможными и наблюдалась поверхностная проводимость, величина которой близка к проводимости p' -слоев на p -германии (кривая б). Для измерения коэффициента Холла до и после облучения на одном и том же образце к одной грани (1) делались контакты In<As>, к другой (2) — In<Ga> и использовалась схема включения образца, показанная на вставке к рисунку. При этом оказалось, что до облучения измерения были возможны только на контактах In<As> и поверхностной проводимости не наблюдалось. Ожидалось, что после облучения начнутся измерения по контактам In<Ga>, а контакты In<As> работать перестанут. В действительности оказалось, что после облучения работают все контакты. Это означает, по-видимому, что облучение приводит к появлению инверсионного p' -слоя не только на поверхности n -материала, но и на n' -области, создаваемой вблизи In<As>-контакта.

Обнаруженные в [7] инверсионные n' -слои на p -Ge, легированном золотом, возникающие под действием облучения при температуре 77 К, в наших опытах не наблюдались. Отметим, что величина поверхностной проводимости, обнаруженной в [7], была на несколько порядков меньше, чем наблюдавшаяся нами при 4.2 К. На фоне высокой проводимости толщи «чистого» германия при 77 К столь малая поверхностная проводимость не заметна.

Сопоставляя полученные в настоящей работе результаты с данными [1], следует отметить: 1) поверхностная проводимость при 4.2 К оказывается пренебрежимо малой не только на свежих поверхностях сколов, но и на химически травленных поверхностях; 2) знак и величина поверхностных зарядов, возникающих при гамма-облучении, соответствуют тем, что наблюдались в [1] при других условиях.

Авторы пользуются случаем выразить признательность В. П. Доброго за полезные дискуссии.

Л и т е р а т у р а

- [1] Заварицкая Э. И. — В кн.: Материалы полупроводниковой электроники. Л., 1984, с. 99—183.
 [2] Абкевич И. И. — ФТТ, 1959, т. 1, в. 11, с. 1676—1678.

¹ Зависимость $\sigma(1/T)$ для облученного материала несколько сдвигается в область меньших σ по сравнению с показанной для необлученного материала кривой 2 за счет введения акцепторных дефектов — пар Френкеля в объем германия. Она не показана на рисунке во избежание чрезмерной его перегрузки.

- [3] Кашкаров П. К., Козлов С. Н. — Изв. вузов СССР, Физика, 1976, № 2, с. 79—86.
 [4] Кашкаров П. К., Козлов С. Н. — Микроэлектрон., 1976, т. 5, в. 6, с. 535—539.
 [5] Киселев В. Ф., Козлов С. Н. — Поверхность, 1982, № 2, с. 13—24.
 [6] Кашкаров П. К., Козлов С. Н., Петров А. В. — Изв. вузов СССР, Физика, 1982, т. 25, в. 5, с. 36—40.
 [7] Говор Л. В., Доброго В. П. — ФТП, 1986, т. 20, в. 1, с. 137—138.

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

Получено 8.01.1988
 Принято к печати 15.01.1988

ФТП, том 22, вып. 7, 1988

О ЗОННОЙ МОДЕЛИ GeTe

Коржуев М. А.

Особенности электрических и оптических свойств полупроводников группы $A^{IV}V^{VI}$ обычно объясняют с помощью модели сложной валентной зоны, включающей зоны легких (m_l) и тяжелых (m_h) дырок, разделенные энергетическим зазором Δ (параметры модели для PbTe, SnTe, GeTe: $m_l \sim 0.36, 0.4, 1.2m_0$; $m_h \sim 1.2, 3.3, 3.0m_0$; $\Delta \sim 0.18, 0.3, 0.27$ эВ при 0 К соответственно) [1].

Из расчетов зонной структуры (ЗС) следует, что роль зоны легких дырок в кристаллах PbTe и SnTe играют 4 L_p -экстремума, роль зоны тяжелых дырок — 12 Σ_p -экстремумов [2], для GeTe Σ_g -экстремумы отделены от L_p -экстремумов энергетическим зазором ≥ 0.6 эВ и, по-видимому, не вносят вклада в проводимость кристаллов [3].

Согласно [4, 5], роль зоны легких и тяжелых дырок в кристаллах GeTe могут играть группы L_p -экстремумов, расщепившиеся по шкале энергий E в соотношении 1 : 3 или 2 : 2 в результате деформации кристаллической решетки при фазовых переходах из высокотемпературной кубической β -фазы ($T \geq T_c = 630 \div 700$ К) в низкотемпературные ($T < T_c$) ромбоэдрическую α -фазу или ромбическую γ -фазу соответственно [4, 5] (параметры модели: величина расщепления экстремумов $\Delta^\alpha \sim 0.27$ эВ, $\Delta^\gamma \sim 0.18$ эВ при 0 К, концентрация дырок, соответствующая началу заполнения отщепившихся экстремумов, $p_\alpha^* \sim p_\gamma^* \sim (7 \div 8) \cdot 10^{20}$ см $^{-3}$ [5]).

Подробный анализ свойств GeTe на основе зонной модели [4, 5] проведен в [3].

В [6-8] методом низкотемпературной калориметрии, исходя из электронной теплоемкости

$$C_{эл} = C - C_{реш} = \frac{\pi^2 k_0^3}{3} g(E_F) \quad (1)$$

(здесь k_0 — постоянная Больцмана), определяли плотность состояний на уровне Ферми в валентной зоне PbTe, SnTe, GeTe — $g(E_F)$.

Зависимости $g(E_F)$, полученные в [6, 7] для сплавов PbTe, легированных натрием, и SnTe, подтвердили сложное строение валентной зоны соединений, однако для α -GeTe в [7, 8] не было обнаружено края зоны тяжелых дырок с $m \sim 3m_0$ при $p^* \sim 7 \cdot 10^{20}$ см $^{-3}$ (см. рисунок, кривая 2). Относительно небольшая особенность $g(E_F)$ вблизи p^* в GeTe (кривая 2) интерпретирована в [7, 8] как проявление сильно размытой полосы резонансных состояний, связанных с вакансионными дефектами в подрешетке Ge.

Предполагается, что уровень Ферми E_F в α -GeTe всегда располагается ниже края зоны тяжелых дырок (т. е. Δ^α (0 К) ≤ 0.1 эВ в модели [4, 5]), так что все электронные процессы в кристаллах являются, как минимум, двухзонными [7, 8].