

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

ПЬЕЗОСОПРОТИВЛЕНИЕ ОБЛУЧЕННОГО ГЕРМАНИЯ

Федосов А. В., Панасюк Л. И., Тимощук В. С.

Влияние радиационных дефектов с глубокими энергетическими уровнями в запрещенной зоне на пьезосопротивление германия исследовано в работе [1]. Однако в этой работе измерения проводились на электронном германии, который не изменял тип проводимости в результате γ -облучения. Поэтому представляло интерес изучить особенности пьезосопротивления при наличии глубоких уровней в облученных монокристаллах германия до и после n - p -конверсии.

В настоящей работе проведены измерения на более низкоомных, чем в [1], исходных кристаллах n -Ge ($\rho_{300} \approx 8$ Ом·см). Это позволило оценить влияние концентрации радиационных дефектов на величину пьезосопротивления в n -Ge и получить результаты на облученном германии после n - p -конверсии. Образцы для исследований вырезались в кристаллографическом направлении [111], вдоль которого протекал ток и прикладывалось механическое напряжение X в диапазоне $(0-1.2) \cdot 10^4$ кг/см². Облучение γ -квантами ⁶⁰Co проводилось при комнатной температуре. Концентрацию носителей тока и величину холловской подвижности до и после облучения контролировали по измерениям эффекта Холла.

На рис. 1 приведены зависимости продольного пьезосопротивления ρ_x/ρ_0 после облучения дозой $8 \cdot 10^{17}$ см⁻². При этом материал остается n -типа проводимости, но в запрещенной зоне появляются глубокие уровни $E_c - 0.2$ эВ, принадлежащие радиационным дефектам V_2D [2], которые с понижением температуры активно влияют на величину $\rho = f(X)$. Вид зависимостей 1-4 объясняется одновременным проявлением двух главных факторов, влияющих на величину продольного пьезосопротивления: 1) переселения носителей тока при деформации в направлении [111] из трех поднимающихся долин с большей подвижностью μ_{\perp} в одну опускающуюся долину с μ_{\parallel} [что обуславливает рост $\rho = f(X)$ с последующим выходом на насыщение]; 2) изменения концентрации носителей тока в зоне проводимости за счет уменьшения с давлением энергетического зазора ΔE между уровнем $E_c - 0.2$ эВ и дном зоны проводимости, что приводит к спаду $\rho = f(X)$.

Видно, что с понижением температуры, когда деионизация радиационных центров возрастает, участки спада $\rho = f(X)$ увеличиваются, а максимумы кривых смещаются в сторону меньших механических напряжений. По участкам спада удельного сопротивления, как и в работе [1], определена величина изменения энергетического зазора ΔE , которая составляет $2.55 \cdot 10^{-3}$ эВ в расчете на каждые 10^3 кг/см². Учитывая величину смещения с деформацией опускающейся долины [3], получим, что уровень $E_c - 0.2$ эВ для направления [111] смещается к середине запрещенной зоны со скоростью $5.5 \cdot 10^{-3}$ эВ на каждые 10^3 кг/см².

После облучения дозой $1.3 \cdot 10^{18}$ см⁻² германий конвертирует в p -тип проводимости и на температурной зависимости концентрации носителей тока, как и в работе [2], проявляется акцепторный уровень $E_v + 0.27$ эВ. Результаты измерения продольного пьезосопротивления для этого случая представлены на рис. 2.

Пунктирной линией (кривая 5) приведена зависимость ρ_X/ρ_0 при $T=165$ К для «чистого» кристалла p -Ge (в запрещенной зоне которого нет глубоких уровней). Видно, что при $T=245$ К, когда еще не проявляется деионизация радиационных центров, значения ρ_X/ρ_0 для чистого кристалла (крестики) совпадают с конвертированным в p -тип германием (кривая 1). При дальнейшем понижении температуры вид зависимостей ρ_X/ρ_0 (кривые 2—4) количественно и качественно изменяется (заметим, что все подобные зависимости при тех же температурах для чистых кристаллов укладываются в интервале между кривыми 5 и 1). На кривых 2—4 появляются участки возрастания ρ_X/ρ_0 при увеличении механических напряжений, что для чистых кристаллов p -Ge вообще невозможно [4, 5].

Объяснить такой ход зависимостей можно, воспользовавшись, как и в случае облученного n -Ge, учетом одновременного проявления нескольких меха-

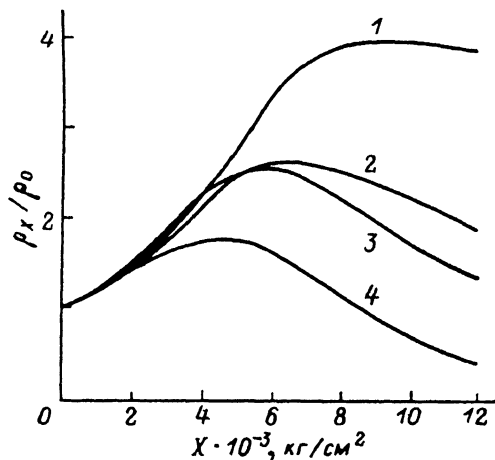


Рис. 1. Зависимость ρ_X/ρ_0 для облученного n -Ge.

$X \parallel J \parallel [111]$; T, K : 1 — 210, 2 — 195, 3 — 185, 4 — 165.

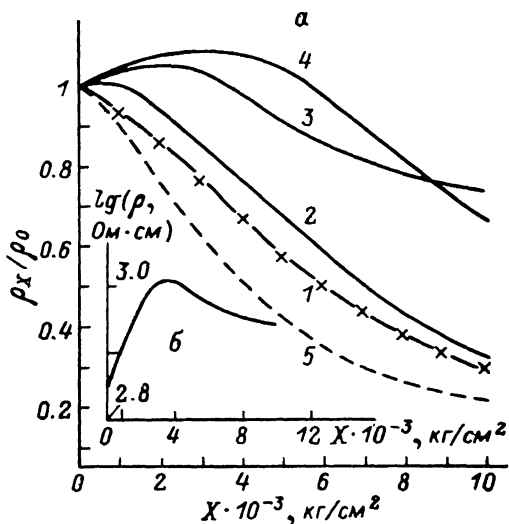


Рис. 2.

a — зависимость ρ_X/ρ_0 для Ge после n - p -конверсии. $X \parallel J \parallel [111]$; T, K : 1 — 245, 2 — 215, 3, 5 — 165, 4 — 185; крестики — экспериментальные значения; 5 — зависимость ρ_X/ρ_0 для «чистого» p -Ge; 6 — зависимость $\lg \rho = f(X)$; $T=165$ К.

низмов, влияющих на величину пьезосопротивления в p -Ge с глубокими уровнями: 1) переселения дырок из верхней отщепленной зоны в нижнюю зону и существенной перестройки зонного спектра дырок при деформации; 2) изменения концентрации дырок в валентной зоне из-за изменения величины энергетического зазора $\Delta E'$ между потолком валентной зоны и глубоким энергетическим уровнем $E_p + 0.27$ эВ.

Поскольку на начальных участках зависимостей 2—4 наблюдается возрастание $\rho = f(X)$ в отличие от чистых кристаллов p -Ge, это свидетельствует о том, что концентрация дырок в валентной зоне уменьшается, т. е. энергетический зазор $\Delta E'$ с давлением увеличивается. Сопоставляя зависимости 3 и 5 (рис. 2), можно определить величину изменения удельного сопротивления образца за счет изменения энергетического зазора $\Delta E'$ между потолком валентной зоны и глубоким уровнем в зависимости от величины механического напряжения (рис. 2, б). Из рис. 2, б видно, что в области механических напряжений до 3000 кг/см^2 $\lg \rho$ линейно растет с увеличением X . Для этого участка $\lg \rho = f(X)$ по формуле

$$\Delta E' = \frac{2.3 \Delta \lg \rho (kT)}{1.6 \cdot 10^{-19} \Delta X} \text{ (эВ)} \quad (1)$$

определена величина изменения энергетического зазора $\Delta E'$. Она составляет $2.1 \cdot 10^{-3}$ эВ в расчете на каждые 10^3 кг/см^2 . Учитывая, что смещение нижней по энергии расщепленной валентной зоны определяется выражением [4]

$$\Delta E_v = a(S_{11} + S_{12})X + \frac{1}{2\sqrt{3}}dS_{44}X \quad (22)$$

и используя значения коэффициентов упругой податливости S_{11} , S_{12} , S_{44} [6], а также значения констант деформационного потенциала a и d [4], получаем значение $\Delta E_v = 3.7 \cdot 10^{-3}$ эВ на каждые 10^3 кг/см². Тогда величина смещения уровня $E_v + 0.27$ эВ для направления [111] составляет $5.8 \cdot 10^{-3}$ эВ в расчете на 10^3 кг/см². При этом уровень удаляется от валентной зоны.

В заключение авторы выражают благодарность П. И. Баранскому и В. В. Коломойцу за полезное обсуждение результатов работы.

Л и т е р а т у р а

- [1] Семенюк А. К., Федосов А. В., Назарчук П. Ф. — ФТП, 1980, т. 14, в. 9, с. 1809—1811.
- [2] Емцев В. В., Машовец Т. В. Примеси и точечные дефекты в полупроводниках. М., 1981. 248 с.
- [3] Balslev J. — Phys. Rev., 1966, v. 143, N 2, p. 636—647.
- [4] Бир Г. Л., Пикус Г. Е. Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках. М., 1973. 584 с.
- [5] Елизаров А. И., Коломоец В. В., Митин В. В. — ФТП, 1975, т. 9, в. 7, с. 1388—1390.
- [6] Баранский П. И., Буда И. С., Даховский И. В., Коломоец В. В. Электрические и гальваномагнитные явления в анизотропных полупроводниках. Киев, 1977. 268 с.

Львовский политехнический институт
им. Ленинского комсомола
Луцкий филиал

Получено 15.07.1987
Принято к печати 16.11.1987

ФТП, том 22, вып. 7, 1988

ВРЕМЯ ЖИЗНИ НЕРАВНОВЕСНЫХ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В ОБЪЕМЕ И РЕКОМБИНАЦИЯ НА ГРАНИЦАХ В ПЛЕНКАХ $Pb_{0.8}Sn_{0.2}Te$ НА BaF_2

Васин О. И., Климов А. Э., Неизвестный И. Г., Петиков Н. И.,
Филатова Е. С., Шумский В. Н.

Для определения рекомбинационных параметров по совместным измерениям фотомагнитного эффекта (ФМЭ) и фотопроводимости (ФП) необходимо знать соотношение между толщиной образца (w) и длиной диффузии носителей заряда L_D [1-3]. При изучении $Pb_{1-x}Sn_xTe$ [свинец—олово—теллур (СОТ)] обычно предполагают [4, 5], что объемная рекомбинация преобладает, так что сведения о рекомбинации на поверхности практически отсутствуют. В работе [6] по изменению времени релаксации ФП пленок СОТ ($x=0.2$), подвергавшихся прогреву в кислороде, была проведена оценка скорости поверхностной рекомбинации (s) на открытой поверхности. Для пленок СОТ на подложках с большей шириной запрещенной зоны возможность освещения с двух сторон позволяет получить дополнительные уравнения относительно L_D и скоростей поверхностной рекомбинации на обеих границах (s_1, s_2) и определить их независимо.

1. Основные соотношения. За основу описания ФМЭ и ФП в случае освещения с обеих сторон использовалась модификация теории, развитая Гартнером, в которой член, описывающий генерацию носителей заряда, вводится не в граничные условия, а в уравнение непрерывности. Как обычно, предполагается, что уровень инжекции мал, время релаксации не зависит от энергии, захват носителей заряда отсутствует. Можно показать, что если произведение коэффициента поглощения (k) на толщину пленки $wk=K \gg 1$, то уравнение, связыва-