

06

Влияние γ -облучения на свойства $p-n-p$ -структуры на основе поликристаллического теллурида кадмия

© Ж. Жанабергенов, Ш.А. Мирсагатов,
С.Ж. Каражанов, С. Музаффарова

Физико-технический институт, Ташкент, Узбекистан
E-mail: Smag@physic.uzsci.net

Поступило в Редакцию 5 мая 2003 г.

Экспериментально обнаружено немонотонное изменение выходных параметров $p-n-p$ -структуры на основе пленок поликристаллического теллурида кадмия с ростом дозы облучения γ -квантами. Установлено, что причиной тому является расширение толщины базы и немонотонность дозовой зависимости времени жизни неосновных носителей заряда, сопровождаемой перезарядкой поверхностных состояний и изменением высоты потенциального барьера на границах зерен.

Исследование радиационно-стимулированных явлений в полупроводниковых приборах представляет большой научный и практический интерес в связи с поиском механизмов их возникновением, исследованием результатов их проявления в электрических свойствах материала, а также с поиском путей торможения реакции прибора на возмущающее воздействие. Часто такие явления возникают благодаря глубоким дефектам. В [1] обнаружено немонотонное изменение тока короткого замыкания (J_{sc}) в Si и Ge солнечных элементах с ростом дозы облучения (D). Позже аналогичная зависимость тока от дозы облучения найдена на Si n^+-p-p^+ солнечных элементах [2-4] и названа явлением „аномальной деградации“. При этом убывание и последующее возрастание J_{sc} с ростом D принималось за нормальную и „аномальную“ деградации соответственно. Последнее объяснялось как результат расширения области объемного заряда.

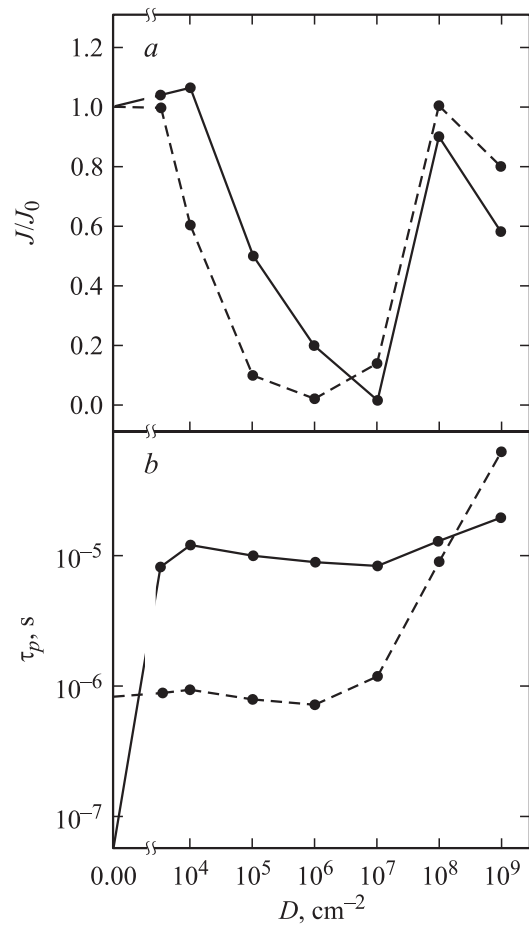
Следует также отметить, что немонотонная зависимость J_{sc} от концентрации глубоких примесей (N_t) найдена при теоретическом исследовании вклада примесного фотовольтаического эффекта в ко-

эффицент полезного действия солнечных элементов [5]. При этом возрастание J_{sc} с ростом N_i связывалось с ростом скорости фотогенерации носителей заряда с примесного уровня. Однако в [6] было показано, что природа отмеченных выше двух явлений одна и та же и связана с ростом времени жизни неосновных носителей заряда с ростом степени компенсации полупроводника, которое может иметь место даже в отсутствии примесного освещения. В данной работе сообщается, что аналогичное явление имеет место в $p-n-p$ -структурах на основе поликристаллических пленок теллурида кадмия, облученных γ -квантами.

Изготовлены два типа $p-n-p$ -структур сопротивлениями базы $\rho = 10^4$ и $10^5 \Omega \cdot \text{cm}$ по технологии описанной в [7]. Эмиттерная область содержит 90% золота и 10% сурьмы. Высокоомная база n -типа проводимости обусловлена избытком атомов Cd. Облучение γ -квантами (Co^{60}) энергией $E \approx 1.2 \text{ MeV}$ проводилось при помощи установки мощностью 1700 rad/s при $T = 50^\circ\text{C}$ в области доз $\leq 1.6 \cdot 10^{18} \text{ cm}^2$. Исходные пленки имели столбчатую структуру с размером зерен не менее толщины самих пленок.

На рисунке, *a* представлено отношение коллекторного тока облученной структуры (J_r) к току облученной (J_0) как функция дозы облучения (D). Видно, что J_r убывает с ростом D при малых дозах, а затем возрастает при высоких дозах облучения и убывает при еще более высоких дозах. Нетрудно заметить, что величина J_r структуры с большим удельным сопротивлением базы достигает минимального значения при меньших дозах, чем пленки с меньшим удельным сопротивлением. Это свидетельствует о том, что легирующие примеси, определяющие тип проводимости, непосредственно участвуют в формировании глубоких примесей.

Для выяснения причины такой немонотонной зависимости проведено исследование дозовой зависимости времени жизни неосновных носителей заряда (τ_p) на базе. На рисунке, *b* показана зависимость $\tau_p(D)$, найденная из измерений граничной частоты $f = 2.43D_p / (2\pi W^2)$ и коэффициента усиления в схеме с общим эмиттером $\beta = 2D_p\tau_p / W^2$. Здесь D_p и W — коэффициенты диффузии дырок в базовой области и толщина базы соответственно. Видно, что дозовые зависимости J_r и τ_p коррелируют друг с другом, что согласуется с объяснением, предложенным в [6]. Следовательно, время жизни неосновных носителей заряда на базе играет определяющую роль в немонотонной



Зависимость (а) отношения коллекторного тока облученной $p-n-p$ -структуры J_c к необлученной J_0 и (б) времени жизни неосновных носителей тока на базе τ_p от дозы облучения D для образцов сопротивлениями (—) $\rho = 10^4$ и (---) $10^5 \Omega \cdot \text{cm}$.

зависимости коллекторного тока от дозы γ облучения при малых дозах. Кроме того, значение τ_p , соответствующее пролупроводникам с разными удельными сопротивлениями, отличаются. Этот результат под-

тверждает правильность приведенного выше рассуждения об участии дефектов, определяющих тип проводимости, в формировании глубоких рекомбинационных центров.

Отметим также, что в рассматриваемой p - n - p -структуре удельное сопротивление p области, со стороны которой осуществляется γ -облучение, может возрастать и привести к конверсии типа проводимости от p -типа в n -тип, как это имело место в Si солнечных элементах [4]. В результате толщина базовой области может расширяться. Следовательно, убывание J_r при монотонном возрастании D при больших дозах, несмотря на возрастание τ_p , может быть связано расширением толщины базы.

Причина убывания τ_p с D , возможно, связана с генерацией радиационных дефектов, которые являются эффективными центрами рекомбинации. К настоящему времени существует несколько причин, приводящих к росту τ_p с ростом концентрации дефектов, связанной с ростом степени компенсации однородного полупроводника [6,8], увеличением степени неоднородности материала [9–11], убыванием концентрации рекомбинационных центров за счет их рекомбинационно-стимулированной трансформации [12,13] или же реакции дефектов [14]. Известно, что исследуемая структура насыщена всякого рода дефектами и изначально неоднородна. Облучение γ -квантами обуславливает рост концентрации дефектов и усиливает степень неоднородности материала. Поэтому отдать предпочтение одному из названных выше механизмов, приводящих к росту τ_p , представляется затруднительным. Однако исследование дозовой зависимости удельного сопротивления ρ показывает, что функция $\rho(D)$ является также немонотонной. Следовательно, можно полагать, что возрастание времени жизни неосновных носителей заряда связано с ростом степени компенсации материала.

С целью выяснения вопроса о том, происходит ли расширение толщины базы, проведено исследование влияния γ -облучения на вольтамперную характеристику МОП-структуры на основе крупноблочных пленок p -CdTe, изготовленных по технологии, описанной в [15]. Из этих результатов следует, что после облучения γ -квантами дозой $\Phi = 1.6 \cdot 10^{16}$ и $1.6 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$ на $C(V)$ зависимости появляются падающие участки при подаче отрицательного смещения на верхний металлический электрод. Построив $C(V)$ характеристики на падающих участках в координатах C^{-2} и V , получили прямые линии, наклон которых позволил определить концентрацию ионизированных донорных

центров в n -CdTe $N_d^+ = 3.8 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$. Экстраполяция этих линий на ось напряжения позволила определить контактную разность потенциалов $V_k = 0.34 \text{ V}$ между n -CdTe и окисным слоем (ИТО). Толщина базы, оцененная с использованием приведенных выше экспериментальных данных, равна 1.3 и $2.9 \mu\text{m}$ после γ -облучения дозами $\Phi = 1.6 \cdot 10^{16}$ и $1.6 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-2}$ соответственно. Этот результат подтверждает правильность приведенной выше догадки о возможности расширения толщины базового слоя.

Следует отметить, что $C(V)$ характеристика, найденная математическим моделированием для доз облучения (1) $\Phi = 1.6 \cdot 10^{16}$ и $\Phi = 1.6 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-2}$, находится справа по отношению к экспериментальным кривым, тогда как (2) до облучения и при дозе $\Phi = 8 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-2}$ она находится слева от экспериментальной $C(V)$ зависимости. Эти данные позволяют утверждать, что в первом случае (1) на границе раздела окись (ИТО) — полупроводник (p -CdTe) доминируют поверхностные состояния донорного типа, тогда как во втором случае (2) доминируют состояния акцепторного типа [16]. Этот результат подтверждает предположение о роли роста степени компенсации полупроводника, сопровождаемого перезарядкой поверхностных состояний и изменением высоты потенциального барьера на границах зерен, в возрастании времени жизни неосновных носителей заряда.

Известно, что при γ -облучении в исследуемой пленке генерируются структурные дефекты типа Френкеля, которые могут формировать локальные уровни. Катионные вакансии (V_{Cd}) и межузельные атомы анионов (Te_i) могут формировать акцепторные уровни, тогда как анионные вакансии (V_{Te}) и межузельные атомы (Cd_i) могут дать донорные уровни [17]. Поскольку база рассматриваемой p - n - p -структуры имеет n -тип проводимости, то можно полагать, что радиационный дефект, ответственный за рост τ_p , ρ и J_r , является глубоким донором. Таким дефектом может послужить V_{Te} .

Следует подчеркнуть, что немонотонная зависимость коллекторного тока от дозы облучения имеет место, только если длина диффузии неосновных носителей заряда (L_p) в базе меньше, чем толщина базы W в исходном необлученном образце и $L_p/W \sim 1$ в облученных образцах.

Таким образом, исследованием дозовой зависимости коллекторного тока J_r p - n - p -структуры показано, что J_r меняется немонотонно при монотонном возрастании D . Установлено, что причиной тому является расширение толщины базы и немонотонность дозовой зависимости

времени жизни неосновных носителей заряда, сопровождаемой перезарядкой поверхностных состояний и изменением высоты потенциального барьера на границах зерен.

Список литературы

- [1] Baruch P. // J. Phys. Chem. Solids. 1959. V. 8. P. 153–157.
- [2] Yamaguchi M., Taylor S.J., Yang M.-Ju, Matsuda S., Kawasaki O., Hisamatsu T. // Jpn. J. Appl. Phys. 1996. V. 35. N 7. Part 1. P.3918–3922.
- [3] Yamaguchi T., Taylor S.J., Watanabe S., Ando K., Yamaguchi M., Hisamatsu T., Matsuda S. // Appl. Phys. Lett. 1998. V. 72. N 10. P. 1226–1228.
- [4] Imaizumi M., Taylor S.J., Yamaguchi M., Ito T., Hisamatsu T., Matsuda S. // J. Appl. Phys. 1999. V. 85. N 3. P.1916–1920.
- [5] Keevers M.J., Green M.A. // J. Appl. Phys. 1994. V. 75. N 8. P. 4022–4030.
- [6] Karazhanov S.Zh. // J. Appl. Phys. 2001. V. 89. N 8. P. 3707–3714.
- [7] Мирсагатов Ш.А., Султанов А.И., Музаффарова С.А. // Гелиотехника. 1986. № 2. С. 5–8.
- [8] Другова А.А., Холоднов В.А. // Письма в ЖТФ. 1992. Т. 18. В. 1. С. 23–27.
- [9] Роуз А. Основы теории фотопроводимости. М.: Мир, 1966. С. 192.
- [10] Шейнкман М.К., Шик А.Я. // ФТП. 1976. Т. 10. В. 2., С. 209–233.
- [11] Каримов М., Караходжаев А. // Изв. вузов. Физика. 2000. № 7. С. 3–6.
- [12] Karageorgy-Alkalaev P.M., Leiderman A.Yu. // Phys. Stat. Sol. (b). 1987. V. 100. N 1. P. 221–231.
- [13] Каражанов С.Ж. // Письма в ЖТФ. 1998. Т. 24. В. 10. С. 65–69.
- [14] Юнусов М.С., Абдурахманова С.М., Зайковская и др. Подпороговые радиационные эффекты в полупроводниках. Ташкент: Фан, 1989. С. 224.
- [15] Мирсагатов Ш.А., Музаффарова С.А. // Гелиотехника. 1983. № 2. С. 18–21.
- [16] Sze S.M. Physics of semiconductor devices. Wiley, New York, 1969.
- [17] Chadi // Mater. Sci. Forum. 1997. Part 3. P. 1321–1328.