

нейной зависимости тока от напряжения имел место при напряжениях, меньших 1 В. Выше этих напряжений (поля ~ 10 В/см) вольтамперные характеристики становились нелинейными и аппроксимировались степенной зависимостью с показателем степени 2.5.

В рамках представлений о дислокационной проводимости нелинейность ВАХ объясняется наличием инжекции из обогащенных областей вблизи дислокаций [12]. Согласно [11], концентрация носителей в этих областях соответствует вырожденному случаю, а в междислокационных промежутках средняя концентрация существенно меньше. Проводимость остается линейной, пока внешнее поле меньше собственного, созданного заряженными дислокациями. Концентрация носителей и ток определяются инжекцией, если внешнее поле превышает собственное.

Суммируя все данные проведенных исследований, можно утверждать, что все особенности, присущие поведению электрофизических характеристик пластически деформированных кристаллов, имеют место в кристаллах восстановленного рутила и могут служить подтверждением правильности понимания как структуры дефектов, так и модели, привлеченной для их объяснения.

Л и т е р а т у р а

- [1] Осипьян Ю. А., Шевченко С. А. // Письма ЖЭТФ. 1974. Т. 20. В. 11. С. 709—712.
- [2] Кляцкина И. В., Кожух М. Л., Рыбкин С. М., Трунов В. А., Шлимак И. С. // ФТП. 1979. Т. 13. В. 6. С. 1089—1094.
- [3] Blanchin M. G., Bursill L. A., Smith D. J. // Phys. St. Sol. (a). 1985. V. 89. P. 559—571.
- [4] Bursill L. A., Smith D. J. // Nature. 1984. V. 309. P. 319—321.
- [5] Smith D. J. // Phil. Mag. A. 1984. V. 50. P. 473—480.
- [6] Gautron J., Marucco J. F., Lemasson P. // Mat. Rev. Bull. 1981. V. 16. P. 575—580.
- [7] Blanchin M. G., Bursill L. A., Smith D. J. // Proc. Roy. Soc. (London). 1984. V. A391. P. 351—370.
- [8] Marucco J. F., Gautron J., Lemasson P. J. // Phys. Chem. Sol. 1981. V. 42. N 2. P. 363—370.
- [9] Bursill L. A., Hyde B. G. // Phil. Mag. 1969. V. 20. P. 347—359.
- [10] Зиновьева К. Н., Кожух М. Л., Трунов В. А., Рыбкин С. М., Шлимак И. С. // Письма ЖЭТФ. 1977. Т. 30. В. 5. С. 303—305.
- [11] Глазман Л. И., Суриц Р. А. // ФТП. 1986. Т. 20. В. 10. С. 1769—1775.
- [12] Глазман Л. И. // ФТП. 1985. Т. 19. В. 12. С. 2209—2215.

Московский государственный университет
им. М. В. Ломоносова

Получено 3.05.1988
Принято к печати 20.12.1988

ФТП, том 23, вып. 4, 1989

СКОРОСТЬ ВВЕДЕНИЯ И ПРОФИЛЬ КОНЦЕНТРАЦИИ А-ЦЕНТРОВ В *n*-КРЕМНИИ, ОБЛУЧЕННОМ ЭЛЕКТРОНАМИ С ЭНЕРГИЕЙ ВБЛИЗИ ПОРОГА ДЕФЕКТООБРАЗОВАНИЯ

Берман Л. С., Витовский Н. А., Воронков В. Б., Ломасов В. Н.,
Ременюк А. Д., Ткаченко В. Н., Толстобров М. Г.

Образование радиационных дефектов (РД) и профили их концентрации $N_{РД}(x)$ в кремнии, облученном электронами с энергией вблизи порога дефектообразования (ПД), рассмотрены в ряде работ [1-7]. Однако резкое уменьшение скорости введения РД $V_{РД}$ вблизи ПД [3, 4] затрудняет измерение их концентрации традиционными методами. Что же касается зависимости $N_{РД}(x)$, то для ее определения использовалось либо измерение проводимости в ходе снятия слоев [6] — метод с низкой чувствительностью, либо косвенный метод, основанный на изменении рекомбинационных характеристик *p-n*-диода после облу-

чения [7]. Оба метода регистрируют интегральные изменения, связанные с наличием многих РД.

Известно, что в n - и p -кремнии, облученном γ -квантами ^{60}Co или электронами, основными рекомбинационными центрами являются A -центры (комплекс вакансии+кислород) [8, 9]. Нами исследованы скорости введения A -центров V_A и профили их концентрации $N_A(x)$ вблизи ПД. Использовался высокочувствительный емкостный метод [10].

Образцы были изготовлены из бестигельного n -кремния с удельным сопротивлением $\rho \approx 700 \text{ Ом}\cdot\text{см}$. Область p^+ создавалась диффузией бора, глубина залегания p^+ - n -перехода $x_j \approx 10 \text{ мкм}$. До облучения концентрация остаточных глубоких центров $N_T < 10^{10} \text{ см}^{-3}$. Образцы облучались непрерывно со стороны области p^+ электронами с энергиями $E = 330 \pm 15$ и $350 \pm 15 \text{ кэВ}$ в отсутствие

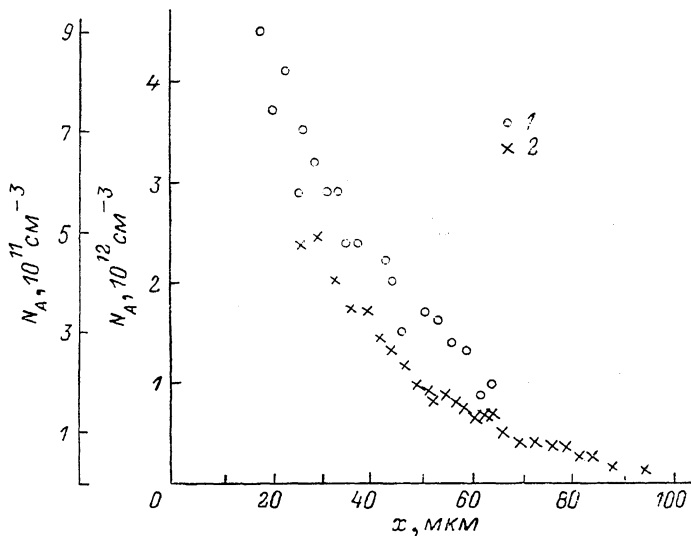


Рис. 1. Профиль концентрации A -центров.

E_0 , кэВ: 1 — 350 (правая шкала), 2 — 330 (левая шкала). x , мкм — расстояние от поверхности образца.

внешнего электрического поля. Стабильность энергии электронов $\pm 3 \text{ кэВ}$, доза $2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$, интенсивность $10^{13} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$. Направление облучения — по оси [111].

Измерительная установка описана в работе [11]. Для определения $N_A(x)$ использовался метод двойной изотермической релаксации емкости (ДИРЕ) [12]. Каждое значение концентрации A -центров N_A измерялось при $T = 77 \text{ К}$ в слое 2 мкм (усреднение по энергии электронов 1 кэВ).

Результаты измерений и их обсуждение

На рис. 1 показана зависимость $N_A(x)$ при $E_0 = 350$ и 330 кэВ , где E_0 — энергия электронов на поверхности образца. Зависимость $N_A(x)$ близка к экспоненциальной. Уменьшение N_A в глубь базы может быть обусловлено двумя причинами: 1) зависимостью скорости введения A -центров V_A от энергии электронов E , 2) диффузией вакансий из области с большей энергией электронов в область с меньшей энергией, т. е. в глубь базы. Кроме того, на профиль концентрации РД может влиять электрическое поле в области объемного заряда [13]. Однако оценка этого влияния по данным работы [13] показывает, что для наших образцов оно несущественно. Рассмотрим обе причины.

1. Если предположить, что основной является первая причина, а длина диффузии вакансий L_p меньше толщины исследуемого слоя (2 мкм), то из зависимости $N_A(x)$ можно следующим образом определить зависимость $V_A(E)$. В узком интервале энергий уменьшение энергии электронов по глубине образца $E(x)$ может быть аппроксимировано соотношением

$$E(x) = E_0 \left(1 - \frac{E'_x}{E_0} x \right), \quad (1)$$

где $E'_x = f(E)$ вычисляется по формуле Бете [14, с. 17]. Так, при $E_0 = 300 - 350$ кэВ имеем $E'_x \approx 4.6 \cdot 10^6$ эВ/см. Из (1) определяем зависимости $E(x)$ при $E_0 = 330$ и 350 кэВ. Далее, используя зависимость $N_A(x)$, определяем зависимость $V_A(E)$ (рис. 2), она близка к экспоненциальной. При $E = 280$ кэВ имеем $V_A \approx 10^{-6}$ см $^{-1}$. На рис. 2 приведены также расчетные зависимости скорости введения пар Френкеля $V_{ПФ}$ от энергии для различных значений пороговой энергии смещения E_d , вычисленные по формулам работы [15]. Зависимость вероятности образования пары Френкеля от энергии не является ступенчатой [16], но она является достаточно резкой, что позволяет ввести эффективное значение E_d .

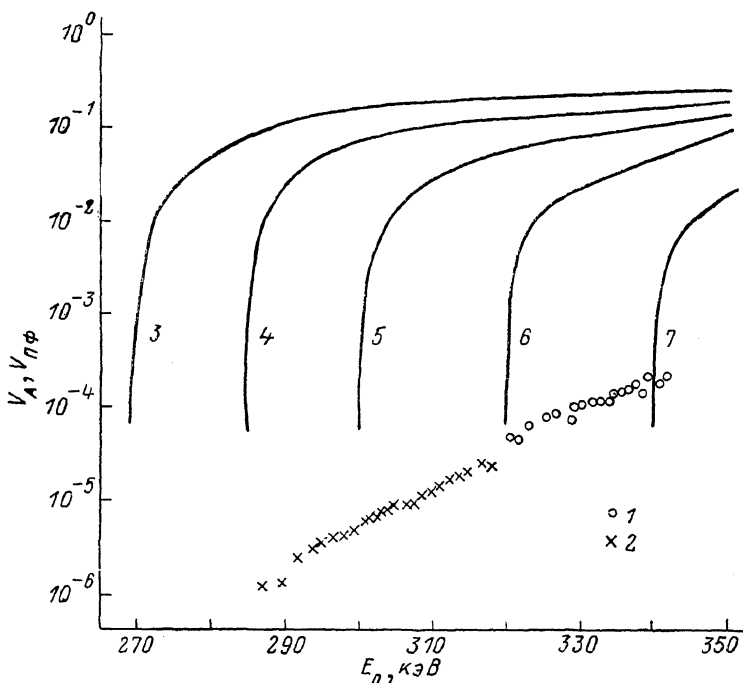


Рис. 2. Энергетические зависимости скорости введения А-центров (1, 2) и генерации пар Френкеля (3—7).

E_0 , кэВ: 1 — 350, 2 — 330. E_d , эВ: 3 — 26, 4 — 28, 5 — 30, 6 — 32, 7 — 35.

Из сравнения зависимостей $V_A(E)$ и $V_{ПФ}(E)$ видно, что вблизи ПД наблюдается значительно более плавная энергетическая зависимость скорости введения РД, чем предсказывается расчетом. Это различие отмечено также в работе [5], где оно объясняется существованием в приповерхностных слоях атомов с энергией смещения, меньшей, чем для регулярных атомов. Если принять, что доля вакансий, идущих на образование А-центров, не зависит от энергии электронов, то, используя метод работы [5], можно получить согласие расчета с экспериментом, допуская, что регулярные атомы характеризуются значением $E_d \geq 32$ эВ и существуют более слабо связанные атомы, для которых значение E_d имеет распределение, близкое к пуассоновскому, с дисперсией ≈ 1 эВ.

2. Если основной причиной экспоненциальной зависимости $N_A(x)$ является диффузия вакансий в глубь базы, то из зависимости $N_A(x)$ получаем $L_v \approx 30$ мкм.

Вопрос о том, какая из этих двух причин основная, требует дальнейшего исследования.

Л и т е р а т у р а

- [1] Герасименко Н. Н., Двуреченский А. В., Панов В. И., Смирнов Л. С. // ФТП. 1971. Т. 5. В. 8. С. 1644—1646.
 [2] Физические процессы в облученных полупроводниках / Под ред. Л. С. Смирнова. Новосибирск, 1977. 256 с.

- [3] Flicker H., Loferski I. I., Scott-Monck I. // Phys. Rev. 1962. V. 128. N 6. P. 2557—2563.
 [4] Oen O. S., Holmes D. K. // J. Appl. Phys. 1959. V. 30. N 8. P. 1289—1295.
 [5] Витовский Н. А., Мустафакулов Д., Чекарцева А. П. // ФТП. 1977. Т. 11. В. 9. С. 1747—1753.
 [6] Вавилов В. С., Пацкевич В. М., Юрков Б. Я., Глазунов П. Я. // ФТТ. 1960. Т. 2. В. 7. С. 1431—1433.
 [7] Flicker H., Loferski I. I. // J. Appl. Phys. 1963. V. 34. N 8. P. 2146—2149.
 [8] Берман Л. С., Воронков В. Б., Кожух М. Л., Кушашвили К. Ш., Толстобров М. Г. // ФТП. 1986. Т. 20. В. 6. С. 1100—1102.
 [9] Берман Л. С., Витман Р. Ф., Шуман В. Б. // ФТП. 1975. Т. 9. В. 2. С. 311—315.
 [10] Берман Л. С., Лебедев А. А. Емкостная спектроскопия глубоких центров в полупроводниках. Л., 1981. 176 с.
 [11] Берман Л. С., Ременюк А. Д., Толстобров М. Г. // Препринт ФТИ АН СССР. Л., 1985. № 974.
 [12] Берман Л. С. // ФТП. 1987. Т. 21. В. 5. С. 959.
 [13] Болотов В. В., Карпов А. В., Стучинский В. А. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 4. С. 49—55.
 [14] Аглинцев К. К. Дозиметрия ионизирующих излучений. М.—Л., 1950. 500 с.
 [15] Seitz F., Koehler J. // Sol. St. Phys. 1950. V. 2. P. 307—442.
 [16] Винецкий В. Л., Ентинзон И. Р., Холодарь Г. А. // ФТП. 1979. Т. 13. В. 5. С. 912—918.

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

Получено 21.09.1988
Принято к печати 20.12.1988

ФТП, том 23, вып. 4, 1989

ДЛИННОВОЛНОВАЯ ФОТОПРОВОДИМОСТЬ КОМПЕНСИРОВАННОГО ГЕРМАНИЯ С МЕДЬЮ

Дружинин Ю. П., Чиркова Е. Г.

Обнаруженная авторами работы [1] локализация электронов в случайном потенциале заряженной примеси свидетельствует о значительных изменениях в энергетическом спектре компенсированного германия. Естественно ожидать, что исследование спектральных зависимостей фотопроводимости в области энергий ионизации мелких примесей позволит непосредственно наблюдать такие изменения.

В данной работе исследовалась фотопроводимость $\text{Ge} : \text{Cu} : \text{Sb}$ n -типа с $N_D \approx 10^{16} \text{ см}^{-3}$ в диапазоне длин волн от 25 до 150 мкм при различных температурах. Источником ИК излучения служил длинноволновый решеточный монохроматор FIS-21. Спектральные измерения проводились с разрешением $\delta h\nu/h\nu \approx 3\%$. Фоновая подсветка создавалась освещением образца лампой накаливания через германиевый фильтр с $T=300 \text{ К}$.

На рисунке приведены спектры фотопроводимости компенсированного Ge n -типа, записанные при 4.2, 15.6 К и $E=100 \text{ В/см}$, а также спектр фотопроводимости некомпенсированного Ge (β) с $N_D \approx 1.2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ при 4.2 К, взятый из работы [2].

Видно, что спектры фотопроводимости образцов некомпенсированного и компенсированного материалов существенно различаются. Спектр фотопроводимости компенсированного Ge сдвинут в область больших энергий фотонов. Повышение температуры до $\approx 16 \text{ К}$ приводит к исчезновению фотоотклика при $h\nu \leq 15 \text{ мэВ}$. В работе [3] приводятся результаты исследования фотопроводимости $\text{Ge} : \text{Au} : \text{Sb}$ с концентрацией доноров $N_D \approx 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Согласно [3], форма спектра фотопроводимости компенсированного Ge не меняется с температурой и в общих чертах повторяет форму, наблюдаемую для образца некомпенсированного $\text{Ge} : \text{Sb}$.

Несовпадение наших данных о фотопроводимости компенсированного Ge с [3], по-видимому, связано с различием уровней легирования исследованных образцов. Увеличение концентрации примесей на порядок при той же сте-