

ным является использование цифровоаналогового коррелометра с программированием весовой функции от компьютера [9], обладающего оптимальными шумовыми характеристиками.

Список литературы

- [1] Lang D. V. // J. Appl. Phys. 1974. V. 45. P. 3023—3032.
- [2] Miller G. L., Ramirez J. V., Robinson D. A. // J. Appl. Phys. 1975. V. 46. P. 2638—2644.
- [3] Crowell C. R., Alipanahi S. // Sol. St. Electron. 1981. V. 24. P. 25—36.
- [4] Weiss S., Kassing R. // Sol. St. Electron. 1988. V. 31. P. 1733—1742.
- [5] Воеводин В. В. // ЖВМ и ВФ. 1969. Т. 9. С. 673—675.
- [6] Тихонов А. Н., Арсенин В. Я. Методы решения некорректных задач. М., 1986. 298 с.
- [7] Губская В. И., Кучинский П. В., Ломако В. М. // ФТП. 1986. Т. 20. В. 6. С. 1055—1059.
- [8] Abdullin Kn. A., Mukashev B. N., Tamendarov M. F., Tashenov T. B. // Phys. Lett. A. 1990. V. 144. P. 198—200.
- [9] Чихрай Е. В. // ПТЭ. 1988. № 5. С. 184—186.

Получено 11.11.1990

Принято к печати 11.12.1990

ФТП, том 25, вып. 4, 1991

СПЕКТРЫ ФОТОЭМИССИИ ИЗ МЕТАЛЛА В *p*-Ge ПРИ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ

Леднева Е. С.

Сведения о контактах металл—германий немногочисленны и в основном относятся к структурам на *n*-Ge [1]. Для *p*-Ge лишь в [2] приведены данные о высотах потенциальных барьеров структур с Au и Ni, но не указан метод их измерения; а в [3] исследованы вольт-амперные характеристики точечного контакта Ni—*p*-Ge.

В данной работе фотоэлектрическим методом исследованы свойства контактов металл—*p*-Ge для структур с различными металлами и в случае *p*-Ge с различными примесями в объеме. Фотоэлектрический метод выбран как наиболее прямой, точный и не требующий сложных математических вычислений. Измерения проводились для структур, сформированных вакуумным напылением Au на механически обработанную поверхность *p*-Ge. В качестве подложек использовался Ge, легированный Hg, Cd, Cu, Zn, Au. Толщина напыляемого металла составляла 10 и 270 нм. Измерения также были выполнены для контактов Ge : Hg с различными металлами (Au, Cu, Ta, Cr, Ni). Исследования проводились в охлаждаемой камере при $T=9-11$ К. Освещение производилось со стороны металлической пленки структуры, так что изменение толщины металлической пленки меняло концентрацию свободных носителей в подложке исследуемой структуры.

В фотоэлектрическом методе используют представления Фаулера о фотоэмиссии из металла в вакуум и обычно считают, что спектр фотоэмиссии из металла в полупроводник в координатах \sqrt{R} , $h\nu$ (R — приведенная к одному кванту величина фототовета, $h\nu$ — энергия квантов падающего излучения) описывается прямой линией, а ее экстраполяция к оси абсцисс дает высоту потенциального барьера контакта металл—полупроводник $q\varphi_b$. В наших условиях для спектров фотоэмиссии из металлов в *p*-Ge выявлен ряд особенностей: 1) увеличение толщины металлической пленки приводит к отклонению спектрального распределения фототовета от прямой линии; 2) в спектрах фотоэмиссии наблюдаются регулярные осцилляции с периодом следования $A=0.037$ эВ. Наблюдавшиеся особенности спектров фотоэмиссии не позволяют путем экстраполяции точно определить высоту потенциальных барьеров контактов. По «красной границе» фототовета эту величину можно оценить как $q\varphi_b < q\varphi_0$, где $q\varphi_0$ колеблется в зависимости от условий эксперимента в пределах 0.10—0.13 эВ.

Изменение вида спектрального распределения фототовета при увеличении толщины металлической пленки в [4, 5] связывают с неоднородностью поглощения излучения по толщине металлической пленки, с зависимостью длины свободного пробега носителей в металле от их энергии: более высокоэнергетичные носители рассеиваются быстрее и дают меньший вклад в фототовет.

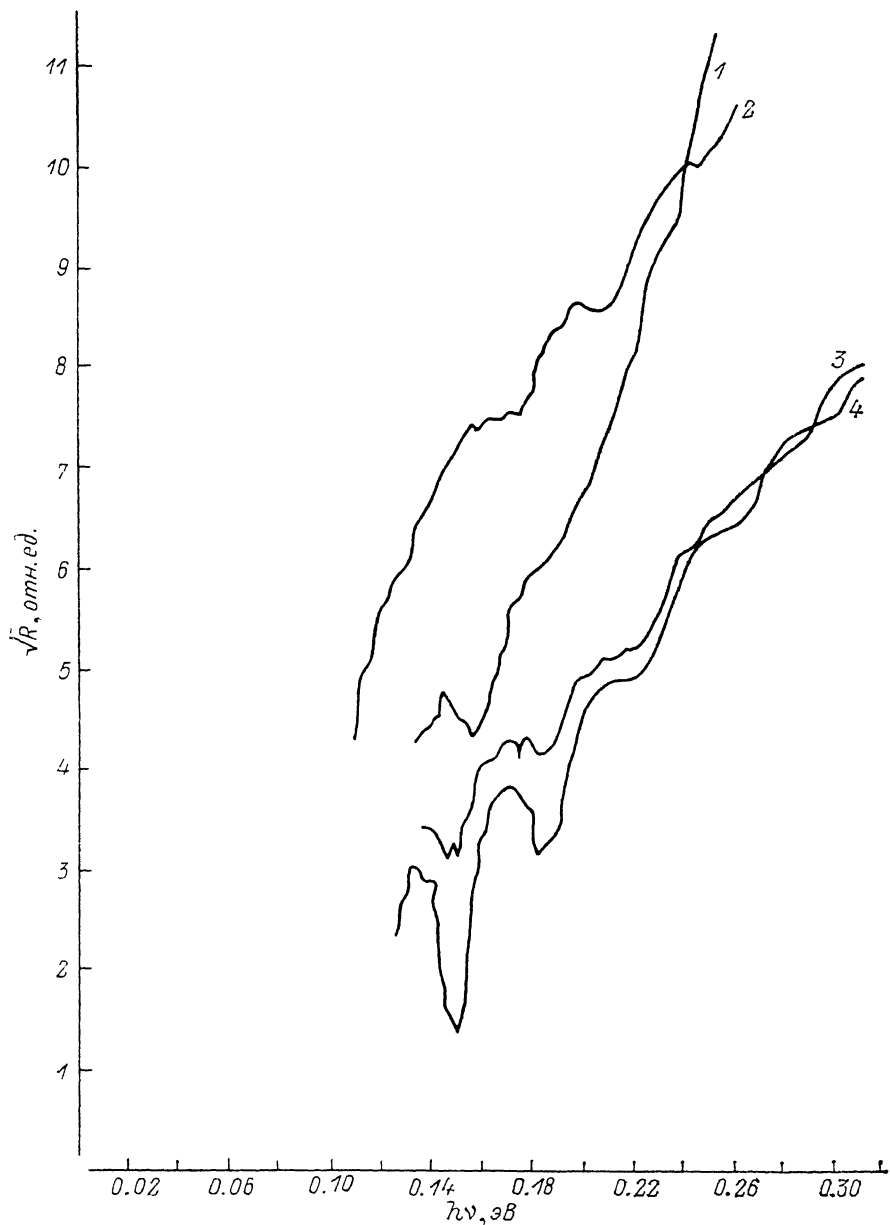


Рис. 1. Спектральное распределение фототовета, приведенного к одному кванту, \sqrt{R} . Структуры: 1, 2 — Au—Ge : Hg; 3, 4 — Au—Ge : Cu с толщиной металлического контакта 1, 3 — 10 нм; 2, 4 — 270 нм.

Вторая особенность спектров фотоэмиссии — осцилляции с периодом следования 0.037 эВ — наблюдается для контактов всех исследуемых металлов с *p*-Ge при гелиевых температурах независимо от природы примеси и ее концентрации в Ge. Интенсивность осцилляций зависит от вида примеси в *p*-Ge, природы металлической пленки и ее толщины. Уменьшение толщины металлической пленки ослабляет осцилляции и в ряде случаев приводит к зависимости в виде ломаной прямой. Энергетическое положение осцилляций при изменении

материала подложки и толщины металлической пленки меняется в небольших пределах ($\Delta E \sim A/2$), период же их следования сохраняется постоянным. Наиболее характерные спектральные зависимости приведены на рис. 1 для Ge : Hg и Ge : Si в случае золотых контактов с толщиной металлической пленки 10 и 270 нм. Изменение концентрации основной примеси в подложке $N_A = (4 \cdot 10^{14} - 10^{16}) \text{ см}^{-3}$ при сохранении концентрации компенсирующей примеси $N_D = 10^{13} \text{ см}^{-3}$ не влияет на энергетическое положение и интенсивность осцилляций (рис. 2).

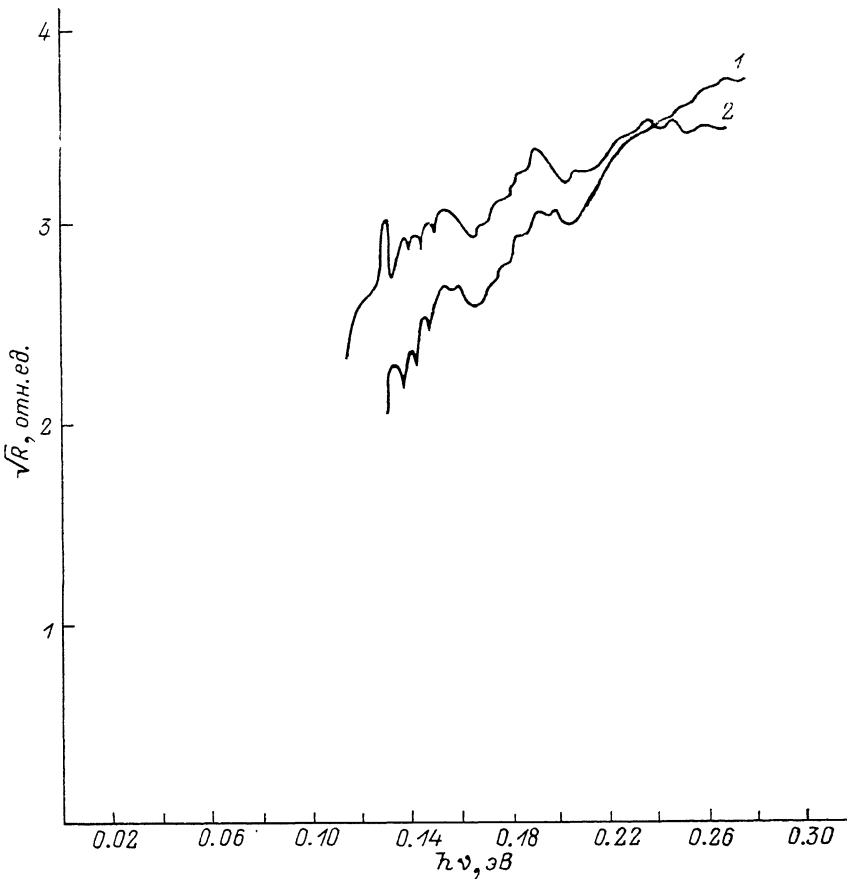


Рис. 2. Спектральное распределение фотоответа, приведенного к одному кванту, \sqrt{R} для структур Au—Ge : Hg с толщиной металлического контакта 270 нм и с концентрацией примеси в подложке $N_A, \text{ см}^{-3}$.

$N_A, \text{ см}^{-3}$: 1 — $4 \cdot 10^{14}$; 2 — $1 \cdot 10^{16}$.

Для объяснения полученных особенностей спектрального распределения фотоответа предложена следующая модель.

Учет влияния сил электрического изображения на энергетическую диаграмму контакта металл—полупроводник приводит к смещению потенциального максимума в глубь полупроводника на расстояние [6]

$$x_m = \frac{1.9 \cdot 10^{-4}}{\sqrt{\varepsilon E}},$$

где E — величина напряженности электрического поля в максимуме потенциального барьера, ε — диэлектрическая проницаемость среды. Рассеяние на x_m уменьшает количество носителей, способных преодолеть потенциальный барьер. Этот момент учитывается с помощью фактора $p(E) = \exp(-x_m/\lambda)$, характеризующего вероятность прохождения носителями без рассеяния на фононах (λ — длина свободного пробега носителей). При этом предполагается максвелловское распределение по энергиям. При низких температурах в p -Ge в связи с различ-

ными временами рассеяния на акустических (τ_a) и оптических ($\tau_{опт}$) фононах ($\tau_a \gg \tau_{опт}$) распределение по энергиям фотовозбужденных носителей резко отличается от максвелловского. Оно имеет начальный участок плавного изменения для энергий $E < \hbar\Omega$ и далее ряд пиков, следующих с интервалом $\hbar\Omega = 0.037$ эВ, где $\hbar\Omega$ — энергия оптического фонона. Увеличение концентрации носителей в валентной зоне приводит к размытию пиков и смещению их энергетического положения [7]. Поэтому в случае $\lambda < x_m$ в *p*-Ge рассеяние на x_m существенным образом изменяет функцию распределения фотовозбужденных носителей, что и проявляется в спектрах фотоэмиссии из металлов в *p*-Ge в виде осцилляций, интенсивность и энергетическое положение которых зависят от концентрации свободных носителей в подложке. Изменение интенсивности осцилляций при изменении материала подложки и металла контакта, возможно, вызвано различием в профиле потенциальных барьеров контактов и особенностями процесса рассеяния в *p*-Ge с различными примесями.

Предложенная модель позволяет объяснить наблюдавшиеся особенности спектрального распределения фототовета контактов. Одновременно она указывает на те изменения, которые необходимо внести в представления Фаулера для адекватного описания процесса фотоэмиссии в наших условиях.

Список литературы

- [1] Thanailakis A., Northrop D. C. // Sol. St. Electron. 1973. V. 16. N 12. P. 1383—1389.
- [2] Dalal V. L. // J. Appl. Phys. 1971. V. 42. N 6. P. 2280—2284.
- [3] Градаускас И. И., Олекас А. П. // Лит. физ. сб. 1986. Т. 26. № 4. С. 422—429.
- [4] Engström O., Pettersson H., Sernelius B. // Phys. St. Sol. (a). 1986. V. 95. N 2. P. 691—700.
- [5] Dalal V. L., // J. Appl. Phys. 1971. V. 42. N 6. P. 2274—2279.
- [6] Williams R. // Semicond. a. Semimet. / Ed. by R. K. Willardson, A. C. Beer. N. Y., 1970. V. 6. P. 97—139.
- [7] Ясневич И. Н., Ярошецкий И. Д. // ФТП. 1975. Т. 9. В. 5. С. 857—866.

Получено 28.06.1990

Принято к печати 14.12.1990

ФТП, том 25, вып. 4, 1991

ПОВЕДЕНИЕ ОСТАТОЧНОЙ ПРИМЕСИ Li В ВЫСОКООМНОМ ТЕЛЛУРИДЕ КАДМИЯ ПРИ КРАТКОВРЕМЕННОМ ОТЖИГЕ

Бабенцов В. Н., Горбань С. И., Жовнир Г. И.,
Рапковецкий Л. В.

Термообработки полупроводниковых кристаллов и структур, как известно, изменяют стехиометрию приповерхностной области и стимулируют миграцию дефектов и примесей, что может приводить к образованию областей с их повышенной или пониженной концентрацией. В высокоомных сильно компенсированных полупроводниках, таких как CdTe, GaAs, перераспределение остаточных примесей может приводить к их раскомпенсации и даже изменению типа проводимости. Это особенно нежелательно в приповерхностной области подложки и во многих случаях является препятствием для практического использования указанных материалов при эпитаксии пленок кадмий—ртуть—теллур на CdTe [1] или изготовлении приборов на арсениде галлия [2].

В литературе [1] имеются сведения об аномально большом (в 10^5 — 10^6 раз) увеличении концентрации примеси I группы Li вблизи поверхности подложки из теллурида кадмия в процессе ее предэпитаксиальной обработки с целью получения качественных слоев кадмий—ртуть—теллур. Состав и профиль распределения этой примеси в [1] были определены методом масс-спектроско-