

Рассмотрим некоторые предельные случаи: 1)  $\hbar\omega \gg K_B T$ , тогда частотная и температурная зависимости  $\alpha(\omega, T) \sim \omega^{-5} T^{2.5}$ ; 2)  $\omega \rightarrow 0$ ,  $T \rightarrow 0$ ,  $\alpha(\omega, T) \sim \omega^{-3} T^3$ ; 3)  $\omega \rightarrow 0$ ,  $K_B T \gg \hbar^2 A^2 / 2m$ ,  $\alpha(\omega, T) \sim \omega^{-3} T^2$ .

## Л и т е р а т у р а

- [1] Коган В. Г., Кресин В. З. — ФТТ, 1969, т. 11, в. 11, с. 3230—3235.
- [2] Казарян Э. М., Григорян В. Г., Казарян А. М. — ФТП, 1976, т. 10, в. 10, с. 2016.
- [3] Казарян Э. М., Арамян К. С. — Изв. АН АрмССР, Физика, 1976, т. 11, в. 2, с. 122—127.
- [4] Григорян В. Г., Казарян А. М. — ФТП, 1984, т. 18, в. 4, с. 749—721.
- [5] Фань Н. И. — УФН, 1958, т. 64, в. 2, с. 315—360.
- [6] Fan H. Y., Spitzer W., Collins R. J. — Phys. Rev., 1956, v. 101, p. 566.
- [7] Рытова Н. С. — Вестн. МГУ, Физика, астрономия, 1967, № 3, с. 30—37.
- [8] Градштейн И. С., Рыжик И. М. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. М., 1971. 1108 с.

Ереванский политехнический институт им. К. Маркса

Получено 19.03.1987

Принято к печати 2.06.1988

ФТП, том 22, вып. 10, 1988

## ОБРАЗОВАНИЕ МЕТАСТАБИЛЬНЫХ ЦЕНТРОВ В ОБЛУЧЕННОМ КРЕМНИИ

Гучетль Р. И., Гринштейн П. М.

Известно, что в монокристаллах кремния, облученных нейтронами и высокоэнергетическими гамма-квантами, в результате термообработок при температурах 300—600 °С наблюдается образование мелких акцепторных центров [1-3]. Предполагается, что указанными центрами могут быть комплексы собственных точечных дефектов [1]. Если это так, то можно ожидать, что отжиг таких комплексов протекает с образованием более простых и, следовательно, менее термостабильных дефектов. В настоящей работе впервые приведены результаты, косвенно подтверждающие эти предположения.

Исследовались образцы монокристаллического зонного кремния *n*-типа с удельным электрическим сопротивлением (УЭС) в исходном состоянии 500 Ом·см, облученные гамма-квантами с энергиями 15—30 МэВ. В результате облучения в образцах происходило образование атомов алюминия вследствие протекания фотоядерных реакций [3]. Облученные образцы термообработывались в градиенте температур [4] и в изотермических условиях, скорость охлаждения образцов до комнатной температуры составляла 5—10 град/с. После термообработок (ТО) на образцах проводились измерения УЭС двухзондовым методом и типа проводимости — методом термовознда.

Результаты измерений УЭС на образце, подвергнутом последовательным ТО, представлены на рис. 1. Во всем диапазоне температур отжига на образце наблюдался *p*-тип проводимости. Как видно из рис. 1, непосредственно после ТО в градиенте температур на образце наблюдаются три стадии изменения УЭС:

— уменьшение УЭС, обусловленное генерацией радиационных акцепторов при температурах вблизи 550 °С (после облучения УЭС образца составляло  $\sim 10^5$  Ом·см);

— возрастание УЭС до некоторого максимального значения в области температур 590—630 °С;

— уменьшение УЭС до значений, определяемых концентрацией введенного алюминия (профиль распределения алюминия определялся характером распределения гамма-квантов в пучке).

Из рис. 1 видно, что область максимальных значений УЭС обусловлена образованием центров, отжиг которых протекает при температурах 200—300 °С, более низких, чем температура их образования, т. е. метастабильных.

Покажем, что образование метастабильных центров способствует отжигу радиационных акцепторов. На рис. 2 представлены распределения УЭС вдоль облученного образца после ряда ТО. Первая ТО проводилась с целью генерации радиационных акцепторов, вторая — для образования метастабильных центров, третья — с целью их отжига, четвертая — с целью полного отжига радиационных акцепторов. Видно, что область образования метастабильных центров полностью совпадает с областью частичного отжига радиационных акцепторов.

В процессе ТО облученного образца кремния в градиенте температур с увеличением длительности ТО «фронт» отжига радиационных акцепторных центров должен смещаться в область более низких температур и при некоторой температуре стабилизироваться. Так как образование метастабильных центров сопровождается отжиг радиационных акцепторов, то область максимальных значений УЭС также должна смещаться в процессе ТО. Оказалось, что область максимума

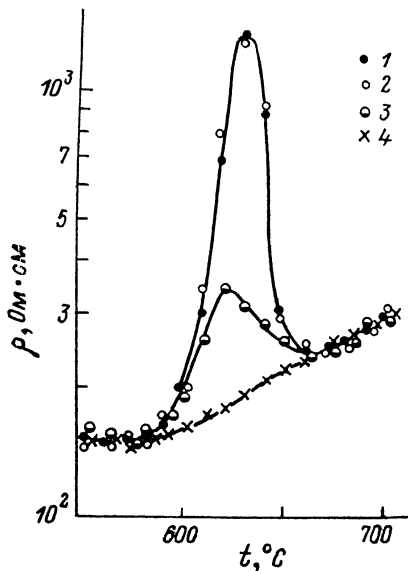


Рис. 1. Зависимости УЭС образца кремния, облученного гамма-квантами, от температуры ТО.

1 — после ТО в градиенте температур (длительность 1 ч); после дополнительных последовательных ТО при  $t, ^\circ\text{C}$ : 2 — 100, 3 — 200, 4 — 300 (длительность — по 10 мин).

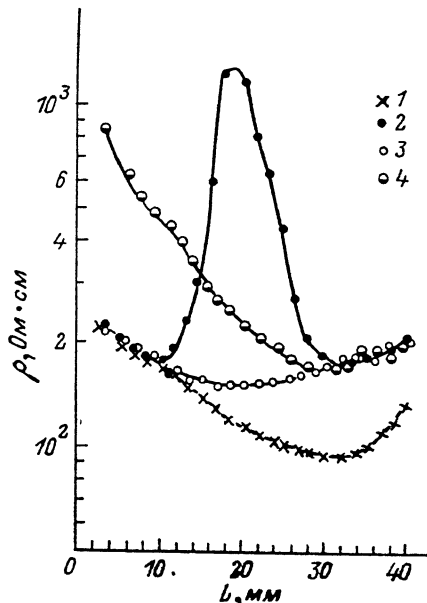


Рис. 2. Распределения УЭС образца кремния, облученного гамма-квантами, по длине после ТО.

1 — изотермическая ТО при 500 °C (6 ч); 2 — ТО в градиенте температур в диапазоне 530—700 °C (1 ч); 3 — ТО при 300 °C (10 мин); 4 — ТО при 800 °C (10 мин).

действительно смещается до температуры 580 °C, при которой процесс смещения прекращается, а амплитуда максимума уменьшается, причем очень медленно. Так, если при 300 °C для отжига метастабильных центров достаточно 10 мин, то при 580 °C — не менее 15 ч. Очевидно, это связано с тем, что при 580 °C в течение 14 ч протекает отжиг радиационных акцепторов, так что в течение этого времени идет образование метастабильных центров. При температуре же 300 °C радиационные акцепторы не отжигаются.

В заключение следует сказать, что стадия отжига, обусловленная образованием метастабильных центров, наблюдалась нами в кремнии, легированном бором и облученном реакторными нейтронами, и не наблюдалась в кремнии, легированном фосфором. Это дает основание предполагать, что образование метастабильных центров является результатом взаимодействия подвижных дефектов, возникающих при отжиге радиационных акцепторов, с атомами акцепторных примесей.

#### Л и т е р а т у р а

- [1] Young R. T., Cleland J. W., Wood R. F., Abraham M. M. — J. Appl. Phys., 1978, v. 49, N 9, p. 4752—4760.  
 [2] Глэрон П., Миз Дж. — В кн.: Нейтронное трансмутационное легирование полупроводников. М., 1982, с. 169—184.

- [3] Бочкарев Э. П., Грляштейн П. М., Гучегль Р. И., Иванов Н. А., Заблочный В. В., Колесник Л. И., Космач В. Ф., Лейфэрзов Б. М., Леонов Н. Н., Остроумов В. И. — ДАН СССР, 1986, т. 289, в. 3, с. 610—613.
- [4] Бабицкий Ю. М., Воронов И. Н., Грляштейн П. М., Мороховец М. А. — ФТП, 1982, т. 16, в. 5, с. 931—933.

Государственный научно-исследовательский  
и проектный институт  
редкометаллической промышленности  
Москва

Получено 14.09.1987  
Принято к печати 2.06.1988

ФТП, том 22, вып. 10, 1988

## ВЛИЯНИЕ ПРИМЕСНОЙ ПОЛОСЫ ТАЛЛИЯ НА МАГНИТНУЮ ВОСПРИИМЧИВОСТЬ ТЕЛЛУРИДА СВИНЦА

Андроник К. И., Бойко М. П., Лужковский А. В.

В интервале  $77 \div 280$  К измерена магнитная восприимчивость (МВ) серии чистых и легированных таллием монокристаллов PbTe, полученных зонной сублимацией. Параметры образцов приведены в таблице. Содержание таллия определялось методом переменного тока полярографии. Магнитная восприимчивость измерялась по методу Фарадея.

Температурные зависимости магнитной восприимчивости приведены на рис. 1. Все образцы в измеренном температурном интервале диамагнитны, что свидетельствует о преобладающем вкладе решеточной МВ. Последнюю в узкощелевых полупроводниках принято разделять на особую часть  $\chi_{oc}$ , связанную с вкладом двух зон, разделенных узкой щелью, и регулярную  $\chi_{рег}$ , связанную с вкладом глубоких энергетических уровней. Полная восприимчивость

представляется в виде суммы  $\chi = \chi_{oc} + \chi_{рег} + \chi_{нос}$ , где  $\chi_{нос}$  — МВ носителей тока. Штриховая кривая на рисунке соответствует сумме  $\chi_{oc} + \chi_{рег}$ . Особая часть восприимчивости рассчитывалась на основе теории Фальковского [1] по формуле

$$\chi_{oc} = \left( \frac{e}{2\pi c} \right)^2 \int_0^{\infty} \frac{dk_z}{m(k_z)} \left[ \frac{g^2(k_z)}{4} - \frac{1}{3} \right]. \quad (1)$$

Обозначения соответствуют приведенным в работе [1]. Результат расчета зависит от выбора параметров шестизонной модели спектра Диммока. Согласно обзору [2], наилучший набор параметров энергетического спектра получен в работе [3]:  $2P_i/m_0 = 5.6$  эВ,  $2P_l/m_0 = 0.52$  эВ,  $m_l^{\uparrow} = 0.1 m_0$ ,  $m_l^{\downarrow} = 1.43 m_0$ ,  $m_l^{\uparrow} = 0.086 m_0$ ,  $m_l^{\downarrow} = 0.83 m_0$ . Зависимость ширины запрещенной зоны от температуры принималась линейной:  $\epsilon_g$  (эВ) =  $0.18 + 4.1 \cdot 10^{-4} T$ . По этим значениям рассчитывались  $\chi_{oc}$  по (1) и  $\chi_{нос}$  по формуле

$$\chi_{нос} = \left( \frac{e}{2\pi c} \right)^2 \int_0^{\infty} dk_z \frac{f(\epsilon_0)}{|m(k_z)|} \left[ \frac{g^2(k_z)}{4} - \frac{1}{3} \right]. \quad (2)$$

Регулярная часть МВ  $\chi_{рег}$  считалась одинаковой для всех образцов, не зависящей от температуры и подбиралась из соображений наилучшего согласия расчетных и экспериментальных значений МВ для образцов с концентрацией носителей  $p < 10^{19} \text{ см}^{-3}$  ( $\chi_{рег} = -3.7 \cdot 10^{-7} \text{ см}^3/\text{г}$ ).