

Из термодинамического соотношения $\frac{E}{T^2} = -\frac{\partial}{\partial T} \frac{F}{T}$ можно найти соответствующую добавку к свободной энергии (F) за счет энергии корреляции. Это позволяет получить выражение для среднеквадратичной флуктуации числа $N=(nV)$ центров в выделенном объеме V [4]

$$Z = \langle (\Delta N)^2 \rangle = \bar{N} / (1 + \gamma \Phi \ln (T_0/T)), \quad (6)$$

где T_0 — температура, при которой корреляционная добавка запуляется, Φ — доза облучения, $\gamma = N_0 c_T \bar{c} / t$.

Уменьшение флуктуации неоднородностей на границе раздела с ростом Φ наблюдалось в [2].

Поскольку электрически активные центры, созданные радиацией, распределены случайно, хвосты плотностей состояний могут определяться флуктуацией их числа (Z). Вероятность такой флуктуации с числом центров (Z) может определяться выражением [4]

$$\Omega(Z) \sim \exp(-Z \ln Z/\bar{Z}) \exp(-E_{\text{Фоп}}/kT_0). \quad (7)$$

Из (6) следует, что с ростом дозы Φ второй множитель обязательно станет важнее первого. В сферическом приближении оптимальных флуктуаций $Z \approx \sqrt{\epsilon}/E_0$, $E_0 = me^4/\hbar^2 \delta^2$ для асимптотики плотности состояний $g(\epsilon)$ с учетом корреляции дефектов получим

$$\ln(g(\epsilon)/g(0)) = -c \epsilon^{1/2} T \Phi \gamma / E_0^{1/2} T_0 (1 + \nu \Phi), \quad (8)$$

где c — константа [5], $\nu = \gamma \ln(T_0/T)$. Итак, с ростом дозы облучения эффект имеет тенденцию к насыщению, что как раз и отмечалось в работе [2]. Для эпитаксиальной n^+ - n -структуры на кремнии при $\bar{c} \approx 10^{-14}$ с [6] предельное значение дозы облучения электронами $\Phi^* \approx 2 \cdot 10^{12}$ см⁻² (из условия $\Phi^* \nu \approx 1$) с энергией 1–3 мэВ совпадает с экспериментальным значением [2].

Список литературы

- [1] Чердацев П. А., Чернов И. П., Тимошников Ю. А. и др. // ФТП. 1984. Т. 18. В. 11. С. 2061—2065.
- [2] Литовченко В. Г., Дмитрук Н. Л. // Моделирование на ЭВМ кинетики дефектов в кристаллах. Л., 1985. С. 116—127.
- [3] Лифшиц И. М., Каганов М. И., Танатаров Л. В. // Атомная энергия. 1959. Т. 6. В. 4. С. 391.
- [4] Шкловский Б. И., Эфрос А. Л. Электронные свойства легированных полупроводников. М., 1979. 416 с.
- [5] Бонч-Бруевич В. Л., Звягин И. П., Кайпер Р. и др. Электронная теория неупорядоченных полупроводников. М., 1981. 383 с.
- [6] Радиационно-активируемые процессы в кремнии / Под ред. Ш. А. Вахидова. Ташкент, 1977. 164 с.

Институт ядерной физики
АН УзССР
Улугбек

Получено 29.11.1988
Принято к печати 11.01.1989

ФТП, том 23, вып. 5, 1989

СКОПЛЕНИЯ АТОМОВ МЕДИ В ГЕРМАНИИ

Витовский Н. А., Машовец Т. В., Налбандян Л. В.

Исследования кинетики спада фотопроводимости дают возможность обнаружить и изучить не только точечные дефекты структуры, но и их скопления в полупроводниках. С помощью фотоэлектрического метода [1] можно регистрировать скопления компенсирующих центров, если эти скопления удовлетворяют

следующим условиям: 1) область, в которой сосредоточены центры, характеризуется линейными размерами, не превышающими длины волны Де Бройля основных носителей заряда λ в невозмущенной части кристалла; 2) в этой области, содержащей не менее 10^5 атомов основного вещества, находится некоторое число компенсирующих центров,¹ не образующих зерен преципитата и сохраняющих свою электрическую активность, что приводит к возникновению несимметричного крупномасштабного потенциального рельефа в кристалле;² 3) число Z компенсирующих центров, определяющее суммарный заряд скопле-

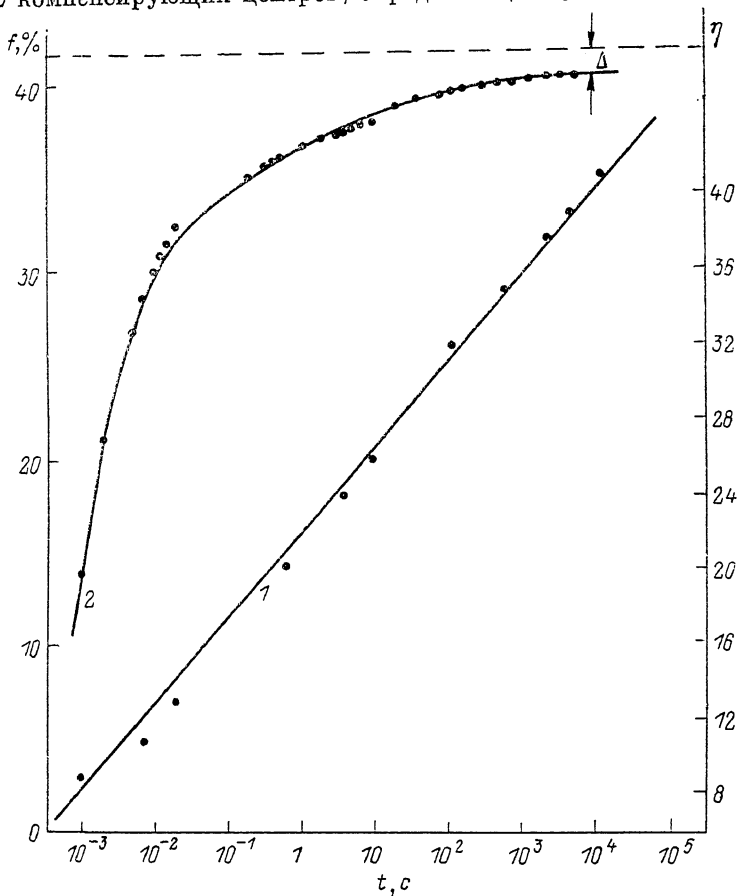


Рис. 1. Зависимость текущего заряда η скоплений (1) и доля объема f , занимаемая ОПЗ (2), от времени t после момента выключения освещения.

Штриховая прямая — значение f в темноте, f_T .

ния в равновесных условиях, достаточно велико, так что радиус области пространственного заряда (ОПЗ), окружающей скопление, превышает длину свободного пробега l основных равновесных носителей заряда в невозмущенной части полупроводника (вне ОПЗ) и справедливым оказывается диффузионное приближение при описании кинетических эффектов [2-4].

Этот метод был использован ранее для исследования скоплений доноров в p -кремнии [5] и скоплений акцепторов в фосфиде индия [6] и арсениде галлия [7] n -типа.

До настоящего времени, однако, не было сообщений о наблюдении такого рода скоплений в германии. В значительной степени это связано с тем, что длина свободного пробега носителей заряда в германии сравнительно велика, и по-

¹ Если в скопления входят многозарядные центры разных типов, то Z равно сумме произведений числа центров каждого типа на их заряды.

² Предполагается, что средняя по всему кристаллу концентрация примесных центров мала по сравнению с концентрацией компенсирующих центров в скоплении, последняя при $\lambda \approx 1.5 \cdot 10^{-8}$ см составляет не менее 10^{17} см⁻³.

этому условие 3 выполняется только для скоплений с $Z \geq 10$. В германии, полученном с использованием обычной технологии, таких значительных неоднородностей нами обнаружено не было. Скопления с $Z < 10$ должны проявляться в уменьшении подвижности носителей заряда; не исключено, что их влияние на подвижность регистрировалось в [8]. Крупные скопления дефектов, создаваемые нейтронной бомбардировкой (разупорядоченные области), имеют размеры, превышающие λ (т. е. для них не выполняется 1-е условие применимости фотоэлектрического метода [1]), и исследуются другими методами, например описанными в [9].

В настоящем сообщении приводятся результаты исследования скоплений акцепторов в сильно компенсированном *n*-германии, в который в процессе выращивания одновременно вводились примеси фосфора и меди. Концентрация меди N_{Cu} составляла $(0.5 \div 2.5) \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, а концентрация фосфора $N_P = (2 \div 8) \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ во всех случаях лишь незначительно (менее чем на 10^{15} см^{-3}) превосходила утроенную концентрацию меди, так что степень компенсации фосфора $K = 3N_{Cu}/N_P$ была близка к 99 %.

Только в таком, чрезвычайно сильно компенсированном материале удалось наблюдать достаточно крупные скопления меди ($Z \geq 12$, что соответствует не менее чем четырем трехкратно заряженным атомам меди), удовлетворяющие условию 3. На рис. 1 показано, как изменяются после выключения освещения текущий заряд скоплений η и доля объема, занимаемая областями простран-

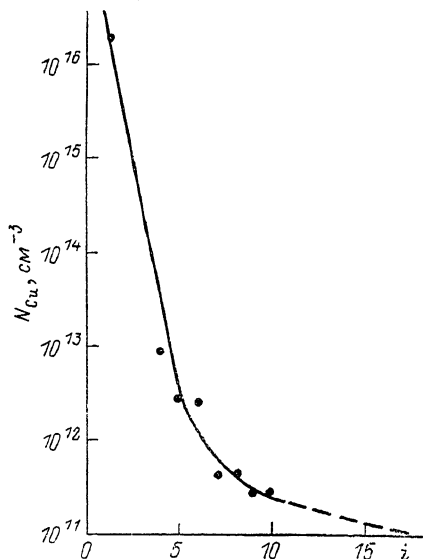


Рис. 2. Функция распределения скоплений атомов меди в германии, легированном при выращивании медью и фосфором.

Точки при $i=2$ и 3 отсутствуют, поскольку для таких скоплений не применимо диффузионное приближение. Штриховая кривая построена при $i > 11$ с использованием величины Δ (рис. 1).

ственного заряда. Видно, что при $t \leq 10^{-2}$ с, когда эффективный текущий заряд скоплений $\eta \leq 12$, величина f доли объема, занимаемой ОПЗ скоплений,³ начинает резко падать при уменьшении t . Это означает, что при $Z > 12$ нарушается условие применимости диффузионного приближения. Скопления с $Z > 40$, напротив, требуют весьма больших времен измерения. По величине разности Δ между значением f в темноте (f_t) и максимальным измеренным $f(t)$ можно судить о концентрации скоплений с $Z > 40$.

В скоплениях с $Z \geq 12$ оказалось собранным лишь ~ 0.3 % всех атомов меди. Суммарная концентрация атомов меди, входящих в состав всех скоплений с $Z \geq 12$, N_{Cu}^* легко определяется из соотношения

$$3N_{Cu}^* = \sum_{Z=12}^{\infty} ZN_Z = (N_D - N_A) f_T, \quad (1)$$

где $N_D - N_A \equiv N_P - 3N_{Cu}$ измеряется экспериментально при температуре, при которой все атомы фосфора ионизованы, а атомы меди — нет.

Кроме полной концентрации меди, содержащейся в скоплениях, может быть найдена и функция распределения скоплений по числу входящих в скопление атомов меди. Обобщение метода [1] на случай скоплений одинаковых многозарядных центров с зарядом Q приводит к выражению

$$N_i = \frac{1}{(N_D - N_A)} \frac{1}{Q} (2f_z - f_{z-Q} - f_{z+Q}), \quad (2)$$

³ Величина f находится из данных измерений абсолютной добавки проводимости (см. [10]).

где N_i — концентрация скоплений, содержащих i атомов и имеющих в темноте заряд $Z=iQ$; f_z, f_{z-Q}, f_{z+Q} — доли объема, занимаемые ОПЗ скоплений с зарядами $Z, Z-Q$ и $Z+Q$. На рис. 2 представлена полученная таким способом функция распределения скоплений по числу содержащихся в них атомов меди.

Оказалось, что вероятность нахождения скоплений с $i \leq 5$ соответствует среднестатистической вероятности попадания соответствующего числа атомов меди в объем $5 \cdot 10^{-18}$ см³, что близко к λ^3 . Таким образом, возникновение скоплений не связано с какими-либо особенностями материала. Скоплений с $i > 5$ наблюдается значительно больше, чем следовало бы ожидать из теории вероятности. Так, концентрация скоплений с $i=10-15$, которых не должно было бы быть больше, чем 10^4-10^7 см⁻³, достигает 10^{11} см⁻³. Их появление можно связать с наличием особенностей структуры или областей упругих напряжений. Однако концентрация таких крупных скоплений относительно низка, она находится в пределах $10^{11}-10^{12}$ см⁻³ на фоне общей концентрации меди $\sim 10^{16}$ см⁻³.

Список литературы

- [1] Витовский Н. А. // ФТП. 1982. Т. 16. В. 5. С. 882—885.
- [2] Пекар С. И. // ФТТ. 1966. Т. 8. В. 4. С. 1115—1121.
- [3] Vinetskii V. L., Kukhtarev N. V. // Sol. St. Commun. 1973. V. 13. N 1. P. 31—33.
- [4] Шпиар Л. И., Ясковец И. И. // Радиационные эффекты в твердых телах. Киев, 1977. С. 139—149.
- [5] Баграев Н. Т., Витовский Н. А., Власенко Л. С., Машовец Т. В., Рахимов О. // ФТП. 1983. Т. 17. В. 11. С. 1979—1984.
- [6] Витовский Н. А., Лагунова Т. С., Рахимов О. // ФТП. 1984. Т. 18. В. 9. С. 1624—1628.
- [7] Витовский Н. А., Лагунова Т. С., Машовец Т. В., Рахимов О. // ФТП. 1984. Т. 18. В. 9. С. 1593—1596.
- [8] Weisberg L. R. // J. Appl. Phys. 1962. V. 33. N 5. P. 1817—1821.
- [9] Матаре Г. Электроника дефектов в полупроводниках. М., 1974. 464 с.
- [10] Дахно А. Н., Емельяненко О. В., Лагунова Т. С., Шик А. Я. // ФТП. 1980. Т. 14. В. 6. С. 1110—1114.

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

Получено 9.01.1989
Принято к печати 17.01.1989

ФТП, том 23, вып. 5, 1989

ЭФФЕКТИВНОСТЬ АННИГИЛЯЦИИ КОМПОНЕНТОВ ПАР ФРЕНКЕЛЯ НА АТОМАХ КИСЛОРОДА В Si

Шаховцов В. И., Ясковец И. И.

Одним из дискуссионных вопросов радиационной физики полупроводников является интенсивность не прямой аннигиляции первичных радиационных дефектов (вакансий V и межузельных атомов I) на примесных атомах. Наиболее часто обсуждается не прямая аннигиляция V и I в Si на атомах кислорода (см., например, [1]). В [2, 3] представлены аргументы в пользу того, что в кристаллах Si центрами не прямой аннигиляции являются атомы Ge. Несмотря на популярность впервые высказанной в [4] идеи о центрах не прямой аннигиляции, количественной оценки ее относительной интенсивности нет.

В настоящей работе проводится количественный анализ скорости аннигиляции V и I на атомах кислорода в Si. Приведена оценка концентрации образующихся при облучении комплексов VO (A -центров), начиная с которой вероятность захвата ими I сравнима с вероятностью захвата I всеми другими стоками, в том числе и неконтролируемыми. Предполагается, как это общепринято [1], что каждый захват I A -центром сопровождается аннигиляцией I и V , связанной с высвобождением O .