

УДК 621.382.2

НИЗКОЧАСТОТНЫЕ ШУМЫ В ОБРАЗЦАХ КРЕМНИЯ С ПРИМЕСЬЮ ЦИНКА

З.О. МХИТАРЯН, З.Н. АДАМЯН, В.М. АРУТЮНЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 25 января 1997 г.)

Изучены низкочастотные шумы в кремнии р-типа с примесью цинка в диапазоне частот 20 Гц – 20 кГц в интервале температур 77–300 К. Из измерений генерационно-рекомбинационных (г-р) шумов оценены параметры уровней, ответственных за г-р шум. Анализ $1/f$ - шума представлен температурной зависимостью параметра α , определяющего уровень $1/f$ - шума. Выявлены и обсуждены особенности $1/f$ - шума, обусловленные различной технологией изготовления исследуемых образцов.

Изучение шумов в настоящее время продолжает оставаться в центре внимания исследователей. Будучи нежелательным явлением, ограничивающим предельные параметры приборов и точность измерений, шумы одновременно находят и свое полезное применение: корректная интерпретация физических процессов, сопровождаемых шумами, получение информации о ряде физических параметров полупроводниковых материалов. Особый интерес вызывает явление $1/f$ -шума. Несмотря на интенсивное изучение этого шума, до сих пор не определен универсальный механизм его возникновения. Анализ низкочастотных флуктуаций в кремнии с примесью цинка проводился ранее [1-4], но объектом исследования служили структуры из компенсированного полупроводника.

Цель настоящей работы – выяснить особенности низкочастотного шума и применить шумовую диагностику уровней в легированных цинком образцах кремния р-типа. Шумы измерялись в диапазоне частот 20 Гц–20 кГц в интервале температур 77–300 К методом прямой фильтрации. Калибровка измерительной системы осуществлялась тепловым шумом проволочного сопротивления. Изменялись также вольт-амперные

характеристики (ВАХ) образцов и их сопротивление в зависимости от температуры. ВАХ в прямом и обратном направлении имеют линейный вид, но значительно отличаются по наклону.

При комнатной температуре изменение полярности приложенного напряжения приводит к изменению сопротивления образцов на несколько десятков Ом. Для исследования использовались образцы из кремния р-типа с примесью цинка двух групп, отличающихся только технологией изготовления. В образцы первой группы цинк вводился в кремний с помощью микросекундного импульсного лазера с плотностью энергии излучения 8-10 Дж/см². На поверхность кристалла напылялась пленка цинка толщиной менее микрона, затем пластина облучалась лазером, в результате чего цинк "загонялся" в кристалл на небольшую глубину (~0,4 мкм). Далее проводилась разгонка примеси при T=1200⁰С в течение 4 часов. Затем образцы подвергались быстрому охлаждению в воздухе до комнатной температуры со скоростью 300⁰С в минуту. В образцах второй группы цинк вводился известным методом термической диффузии, т.е. в кварцевую ампулу помещались образцы и навеска из цинка, ампула откачивалась и запаивалась. Диффузия цинка в образец осуществлялась при той же температуре и длительности, что и для образцов I группы. Однако, если разгонка примеси образцов I группы происходила в воздухе, то диффузия в образцах II группы имела место в парах цинка, имеющих давление порядка 4-5 атм. Для полученных образцов справедливо условие $N_A \gg N_D$, где N_A – концентрация цинка, N_D – концентрация фосфора, равная 10¹² см⁻³. Вид образцов и размеры показаны на рис.1а. Верхнему контакту соответствует напыленная и вплавленная алюминиевая пленка с золотым выводом. Диаметр контакта равен 244 мкм. Тыловой контакт выполнен из сплава Au+Sn.

По температурной зависимости удельного сопротивления образцов оценивалась концентрация основных носителей p . Значения подвижности рассчитывались из выражения [5]

$$\mu = A \cdot T^{-\gamma}, \quad (1)$$

где $A = 1,35 \cdot 10^8 \text{ см}^2 \cdot \text{К}^\gamma / \text{В} \cdot \text{с}$, $\gamma = 2,2$.

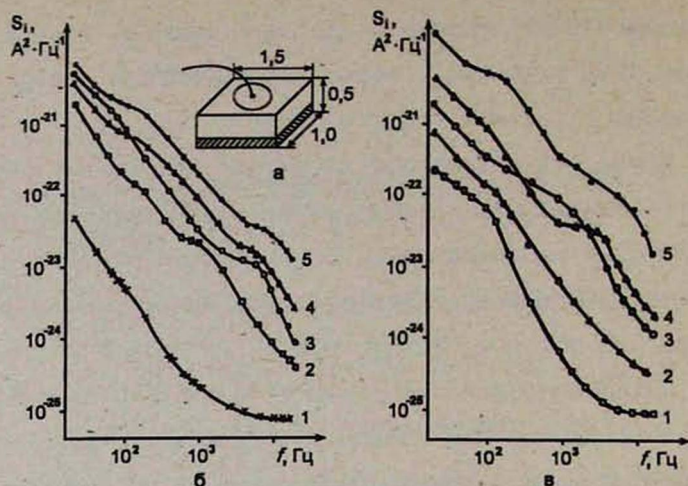


Рис.1.а) конфигурация образца, б) и в) шумовые спектры : б) 1 – $J(160 \text{ K}) = 0,9 \text{ mA}$; 2 – $J(191 \text{ K}) = 1 \text{ mA}$; 3 – $J(229 \text{ K}) = 1 \text{ mA}$; 4 – $J(233 \text{ K}) = 0,8 \text{ mA}$; 5 – $J(288 \text{ K}) = 1,5 \text{ mA}$. в) 1 – $J(97 \text{ K}) = 0,3 \text{ mA}$; 2 – $J(213 \text{ K}) = 1 \text{ mA}$; 3 – $J(240 \text{ K}) = 0,8 \text{ mA}$; 4 – $J(251 \text{ K}) = 1 \text{ mA}$; 5 – $J(260 \text{ K}) = 1 \text{ mA}$.

Из температурной зависимости концентрации дырок (рис.2) определены положение легирующей примеси и ее концентрация в образцах I группы:

$$E_A = E_V + 0,315 \text{ эВ}; N_A = 8 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3},$$

где E_A – энергетическое положение примеси, отсчитываемое от потолка валентной зоны E_V .

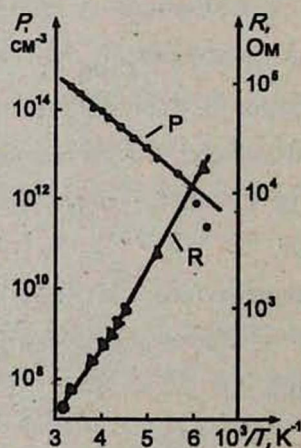


Рис.2. Температурные зависимости сопротивления образцов и концентрации дырок.

Спектры шумов при различных температурах представлены на рис.1б. В полученных спектрах ясно различимы $1/f$ -шум и г-р шум. Анализ г-р шумов проводился по методике, предложенной в работе [6], т.е определялась температурно-зависимая шумовая функция F , равная

$$F = \frac{S_i}{J^2 \tau} p^2, \quad (2)$$

где S_i – спектральная плотность токовых шумов, J – значение постоянного тока через образец, τ – время релаксации, определяемое из шумового спектра по характерной частоте среза г-р полки.

Полученные температурные зависимости для двух шумовых функций F_1 и F_2 приведены на рис.3. F_1 оценивались из “высокочастотных”, а F_2 – из “низкочастотных” г-р полок в шумовых спектрах. Как видно из рисунка, обе зависимости $F(1/T)$ имеют линейный вид, что позволяет записать выражение в виде [6]

$$\frac{d(\ln F)}{d\left(\frac{1}{T}\right)} = \left[(E_x - E_v) + 1,5kT \right] \cdot \frac{1}{k}, \quad (3)$$

где E_x – энергетическое положение примеси (заметим, что расчетное значение E_x есть E_A), обуславливающей г-р шум, k – постоянная Больцмана. Концентрация примеси оценивается из выражения

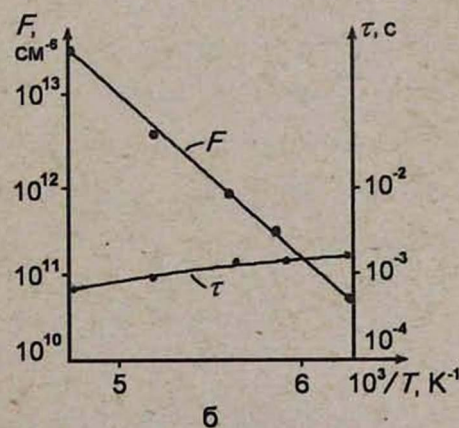
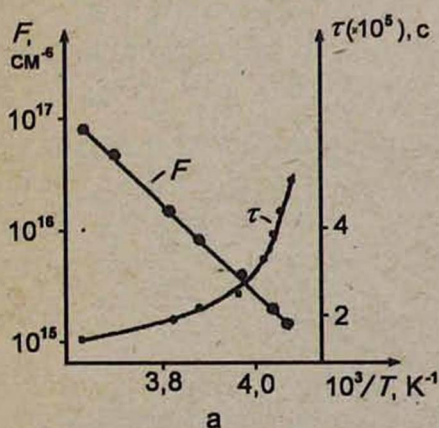


Рис.3. Температурные зависимости шумовых функций F_1 (а) и F_2 (б) и времен релаксаций τ_1 (а) и τ_2 (б).

$$N_x = \frac{F \cdot V}{2} \exp\left(\frac{E_x - E_F}{kT} + \ln g_x\right), \quad (4)$$

где V – рабочий объем образца, E_F – положение уровня Ферми, g_x – фактор вырождения.

Для образцов I группы получено:

$$E_{x1} = E_v + 0,323 \text{ эВ}, \quad N_{x1} = 1,7 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3},$$

$$E_{x2} = E_v + 0,34 \text{ эВ}, \quad N_{x2} = 5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}.$$

Центры $x1$ мы идентифицируем с легирующей примесью, поскольку полученные из шумовых измерений величины находятся в удовлетворительном согласии с их аналогами, определенными из температурных зависимостей концентрации дырок.

Сечение захвата дырки σ_p на нижний уровень цинка, оцененное при $T=288 \text{ К}$, равно $1,8 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$ и в диапазоне $288 - 229 \text{ К}$ незначительно растет с понижением температуры. Центрами $x2$, обусловившими низкочастотные г-р полки, скорее всего являются центры, возникающие при высокотемпературной обработке кремния – так называемые "медленные каналы" [7]. В пользу этого свидетельствуют довольно большие значения времени релаксации: $\tau \sim 10^{-3} \text{ с}$. Это могут быть и центры, представляющие собой комплексы атомов цинка с дефектами решетки, образующимися при облучении лазером. Сечение захвата дырок на эти центры равно $2,5 \cdot 10^{-17} \text{ см}^2$. Для образцов II группы центры $x2$ не выявлены.

Анализ $1/f$ - шумов проводился с помощью известной эмпирической формулы Хуга [8], описывающей $1/f$ - флуктуации в однородных материалах:

$$\frac{S_i(f)}{J^2} = \frac{\alpha}{N f} = \frac{\alpha}{p V_{\text{eff}} f}, \quad (5)$$

где α – параметр Хуга, N – число носителей в образце, V_{eff} эффективный шумовой объем образца, равный

$$V_{\text{eff}} = 20\pi a^3, \quad (6)$$

где a – радиус контакта из золота.

Для оценки параметра α , определяющего уровень $1/f$ -шума, использовались значения спектральной плотности токового шума S_i на частоте $f = 20$ Гц. Температурная зависимость α приведена на рис. 4. Как видно из полученных данных, α зависит от температуры и для образцов I группы с увеличением температуры увеличивается, а для образцов II группы вначале с понижением температуры (от 300 К до 260 К) увеличивается, а затем в интервале 200 К – 70 К монотонно уменьшается. В области температур 200–260 К, вероятно, имеется пик. Он получен на графике экстраполированием низкотемпературной и высокотемпературной ветвей и соответствует температуре 227 К. Пик на зависимости α от T получен авторами работы [9] для образцов, подвергшихся низкотемпературному ($T_{отж} = 550^\circ \text{C}$) отжигу. Физические причины такой зависимости $\alpha(T)$ авторами не рассмотрены, но отмечено, что, возможно, это свидетельствует о наличии более чем одного механизма $1/f$ -шума у таких образцов. В нашем случае образцы обеих групп подверглись высокотемпературной обработке, но образцы I группы отжигались в воздушной среде, а образцы II группы – в атмосфере паров цинка. Последнее обстоятельство, вероятно, и послужило причиной наблюдаемой зависимости α от T .

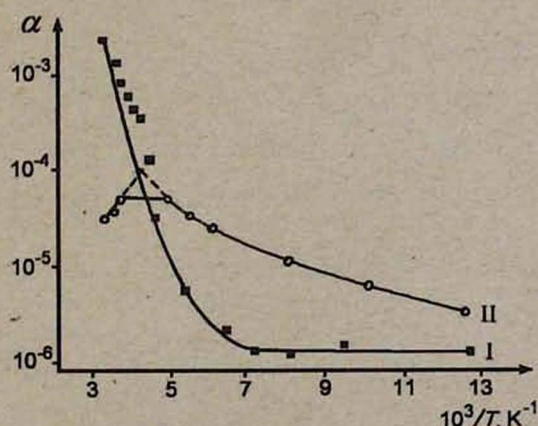


Рис.4. Температурная зависимость параметра α , определяющего уровень $1/f$ -шума: I – для образцов I группы, II – для образцов II группы.

Для образцов I группы $\alpha(T)$ аппроксимируется зависимостью [9,10]:

$$\alpha = C \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) + B, \quad (7)$$

где $C = 9,18$; E – энергия активации, равная 0,22 эВ; $B = 1,2 \cdot 10^{-6}$.

Значения C , B и E получены методом наименьших квадратов с использованием экспериментальных данных. Кривая, построенная согласно зависимости (7), приведена на рис. 4 сплошной линией.

Общий подход к объяснению $1/f$ -шума предполагает, что в системах, имеющих $1/f$ -шум, протекают различные релаксационные процессы с широким спектром времен релаксации твердых тел. Рассмотрим общую идею модели широкого распределения времени релаксации. Зависимость спектральной плотности $\bar{S}_y(f)$ релаксационного процесса, описываемого функцией $y(t)$, от времени релаксации τ_y можно записать в общем виде, как в [11]:

$$\bar{S}_y(f) = \frac{g(\tau_y)}{1 + \omega^2 \tau_y^2}, \quad (8)$$

где $\omega = 2\pi f$, $g(\tau_y)$ – функциональная зависимость числителя в (8) от τ_y , определяемая механизмом возникновения шума.

В ряде моделей $1/f$ -шума считается, что $g(\tau_y) \approx \tau_y$. Предположим, что составлена линейная суперпозиция $x(t)$ релаксационных процессов с временами релаксации, распределенными между некоторыми предельными значениями τ_1 и τ_2 с функцией распределения $p(\tau_y)$. В этом случае суммарная спектральная плотность $\bar{S}_x$ имеет вид:

$$\bar{S}_x = \int_{\tau_1}^{\tau_2} S_y(f) \cdot p(\tau) d\tau_y = \int_{\tau_1}^{\tau_2} \frac{g(\tau_y) \cdot p(\tau_y)}{1 + \omega^2 \tau_y^2} \cdot d\tau_y. \quad (9)$$

Если произведение $D = g(\tau_y)p(\tau_y)$ не зависит от τ_y , то

$$\bar{S}_x(\omega) = D [\arctg(\omega \tau_2) - \arctg(\omega \tau_1)] \cdot \frac{1}{\omega}. \quad (10)$$

В диапазоне частот, когда $\omega\tau_2 \gg 1$ и $0 < \omega\tau_1$, имеем:

$$\operatorname{arctg}(\omega\tau_2) = \frac{\pi}{2}, \quad \operatorname{arctg}(\omega\tau_1) = 0, \quad \bar{S}_x(\omega) = \frac{\pi D}{2\omega}, \quad (11)$$

т.е. суперпозиция релаксационных процессов приводит к спектральной функции с обратной пропорциональностью от частоты (т.е. к $1/f$ -шуму). Таким образом, если $p(t_y) \sim 1/t_y$, то согласно (11) $S_x(f) \sim 1/f$. Требуемое распределение $p(\tau_y)$ можно получить, если процессы, обуславливающие $1/f$ -шум, либо активационные, либо определяются туннелированием носителей заряда.

Характер полученной нами температурной зависимости α в образцах I группы свидетельствует о том, что $1/f$ -шум обусловлен термоактивационными процессами, энергия активации которых порядка 0,22 эВ.

Настоящая работа выполнена в рамках грантов 96-907 и 96-909 Министерства науки и образования РА.

ЛИТЕРАТУРА

1. З.О. Мхитарян, З.Н. Адамян, В.М. Арутюнян. Тезисы докладов IV Всесоюзной конференции "Флуктуационные явления в физических системах", г. Пушкино, с.38, 1985.
2. Mantena, E.E. Loebner. Proc. 3-rd Int. Conf. on Photoconductivity, New York, p. 53, 1971.
3. З.Н. Адамян, В.М. Арутюнян, М.Г. Азарян, И.И. Сайдашев, Ю.В. Шмарцев. ФТП, 18, 1173 (1984).
4. З.О. Мхитарян, В.М. Арутюнян, З.Н. Адамян. Изв. АН Арм. ССР, Физика, 23, 149 (1988).
5. C. Jacoboni, C. Canali, G. Ottaviani, et al. Solid-State Electron., 20, № 2, 77 (1977).
6. J. A. Copeland. IEEE Trans. Electron. Dev., ED-18, 50 (1971).
7. К.Д. Глинчук, В.Е. Родионов. Полупроводниковая техника и микроэлектроника, № 7, 27 (1972).
8. F. N. Hooge, L. K. Vandamme. Phys. Letters, 66 A, 315 (1978).
9. K. Luo, W. F. Love, S. C. Miller. J. Appl. Phys., 60, 3196 (1986).
10. В. М. Арутюнян, З. О. Мхитарян. Изв. Вузов СССР, Радиофизика, 31, 1541 (1988).
11. М. Букингем. Шумы в электронных приборах и системах. М., Мир, 1986.

LOW-FREQUENCY NOISE IN SAMPLES MADE OF SILICON DOPED WITH ZINC

Z.H. MKHITARIAN, Z.N. ADAMIAN, V.M. AROUTIOUNIAN

The low-temperature noise of p-type Si with Zn impurity is studied in the temperature range from 77K to 300K and in the frequency range from 20 Hz to 20 kHz. The parameters of levels which are responsible for the generation-recombination noise are estimated from the results of the generation-recombination noise measurements. The analysis of $1/f$ -noise is represented by temperature dependence of the parameter α , determining the level of the $1/f$ -noise. The peculiarities of the $1/f$ -noise associated with the different techniques of fabrication of the studied samples are discussed.

ՑԻՆԿԻ ԽԱՌՆՈՒՐԴ ՊԱՐՈՒՆԱԿՈՂ ՍԻԼԻՑԻՈՒՄԻ ՑԱԾՐՀԱՃԱՆԱՅԻՆ ԱՐՄՈՒԿՆԵՐ

Զ.Հ. ՄԽԻԹԱՐՅԱՆ, Զ.Ն. ԱԴԱՄՅԱՆ, Վ.Մ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ

Ուսումնասիրվել են ցինկի խառնուրդ պարունակող p-սիլիցիումի ցածրհաճախային աղմուկները 20Հց – 20կՀց հաճախությունների և 77 K – 300 K ջերմաստիճանների տիրույթներում: Գեներացման - ռեկոմբինացման (Գ-Ռ) աղմուկների չափումների արդյունքներից ելնելով գնահատվել են Գ-Ռ աղմուկները պայմանավորող մակարդակների պարամետրերը: $1/f$ -աղմուկի վերլուծությունը ներկայացված է $1/f$ աղմուկի մակարդակը բնորոշող α պարամետրի ջերմաստիճանային կախվածության տեսքով: Բացահայտվել և քննարկվել են $1/f$ -աղմուկի առանձնահատկությունները՝ պայմանավորված հետազոտվող նմուշների պատրաստման տարբեր տեխնոլոգիաներով: