

В противоположность рис. 3в гистограммы мощности $1/f$ шума на рис. 3а, 3б заметно отличаются от χ^2 -распределения. Они существенно асимметричны, шире соответствующих χ^2 -распределений (в 3 раза на рис. 3а и в 6 раз на рис. 3б), обладают характерными длинными хвостами, подобно гистограммам, полученным ранее в [1-3], и явно указывают на негауссову природу $1/f$ шума исследованных в работе образцов.

Гистограмма текущей мощности $1/f$ шума большеобъемного резистора типа ВС-2W имеет значительно менее выраженный хвост и отличается по ширине от χ^2 -распределения лишь в два раза*. Отсюда можно сделать вывод, что с увеличением объема образца уменьшается степень негауссовости его $1/f$ шума. Таким образом, негауссовы свойства $1/f$ шума значительно легче обнаружить, проводя измерения с образцами возможно меньшего объема.

Типичные (усредненные по 20 гистограммам) параметры распределения мощности $1/f$ шума: для гистограммы на рис. 3а — отношение среднего значения к наиболее вероятному $\eta \approx 1,5$; отношение стандарта флуктуаций к среднему значению $\sigma/\langle x \rangle \approx 0,44$; коэффициент асимметрии $\gamma_3 \approx 1,84$; коэффициент эксцесса $\gamma_4 \approx 4,89$; для гистограммы на рис. 3б — $\eta \approx 1,1$; $\sigma/\langle x \rangle \approx 0,08$; $\gamma_3 \approx 1,7$; $\gamma_4 \approx 2,8$. Характерные особенности гистограмм рис. 3а, 3б сохранялись при уменьшении тока через образец вплоть до значений, при которых $1/f$ шум образца «исчезал» в белом шумовом фоне (в анализируемом диапазоне частот).

4. Заключение. В работе измерены вероятностные характеристики электрического $1/f$ шума в тонкой графитовой пленке. Проанализированы полученные гистограммы мощности токового $1/f$ шума в определенной полосе частот. Существенная асимметрия гистограмм (отношение среднего значения к наиболее вероятному $\sim 1,5$) свидетельствует о сильной негауссовости исследуемого $1/f$ шума. Инвариантность специфической формы распределения при варьировании величины тока (в диапазоне 5—70 мкА) указывает на относительно малый вклад в $1/f$ шум процессов локальной деградации материала под действием этих токов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Brophy J. J. — Phys. Rev., 1986, 166, № 3, p. 827; — J. Appl. Phys., 1969, 40, № 9, p. 3551; 1970, 41, № 7, p. 2913.
2. Greenstein L. J., Brophy J. J. — J. Appl. Phys., 1969, 40, № 2, p. 682.
3. Purcell W. E. — J. Appl. Phys., 1972, 43, № 6, p. 2890.
4. Stoisiak M., Wolf D. — J. Appl. Phys., 1976, 47, p. 362.
5. Voss R. F. — Phys. Rev. Lett., 1978, 40, p. 913.
6. Restle P. J., Weissman M. B., Black R. D. — J. Appl. Phys., 1983, 54, № 10, p. 5844.
7. Strasilla U. J., Strutt M. J. O. — J. Appl. Phys., 1974, 45, № 3, p. 1423.
8. Moore W. J. — J. Appl. Phys., 1974, 45, № 4, p. 1896.

Горьковский государственный университет

Поступила в редакцию
10 января 1985 г.,
после переработки
25 июля 1985 г.

Примечание при корректуре. В последнее время авторами проведены измерения вероятностного распределения мощности токового $1/f$ шума тонкопленочных хромовых микрорезисторов (с размерами $0,002 \text{ мкм} \times 70 \text{ мкм} \times 860 \text{ мкм}$, сопротивлением $\langle R \rangle \approx 77,6 \text{ кОм}$) в полосе частот $1 \div 10 \text{ кГц}$ (пропускаемый ток $11,5 \text{ мкА}$). Полученные гистограммы подобны рис. 3б, обладают существенной асимметрией и имеют протяженный «хвост», они примерно в 30 раз шире вероятностного распределения, соответствующего гауссовой модели $1/f$ шума. Как и в настоящей работе, показано, что с увеличением объема микрорезистора (при сохранении $\langle R \rangle$) степень наблюдаемой негауссовости $1/f$ шума уменьшается.

УДК 621.382.2

ИССЛЕДОВАНИЯ ШУМОВ В ПРИБОРАХ ИЗ КРЕМНИЯ, КОМПЕНСИРОВАННОГО СЕРОЙ

В. М. Арутюнян, З. О. Мхитарян, Р. С. Барсегян

Как известно, сера в кремнии в зависимости от технологических режимов легирования легко создает ассоциаты и комплексы, о чем свидетельствует большой

* Подобные гистограммы и наблюдались ранее Брофи [1, 2].

разброс значений уровней и их параметров [1–5]. Поэтому необходимы поиск оптимальных технологических режимов и надежная идентификация электронной структуры центров. Одним из эффективных методов определения параметров глубоких центров является шумовая спектроскопия [6–8]. В настоящей работе продемонстрирована возможность определения параметров центров, создаваемых серой в кремнии, из анализа электрических и шумовых характеристик в зависимости от температуры для образцов с омическими контактами и $p^+ - n - p^+$ диодных структур из кремния, компенсированного серой.

Технология изготовления и методика измерений. Сера вводилась методом диффузии в кварцевых ампулах емкостью $\sim 20 \text{ см}^3$, предварительно обезжиренных и прокаленных в вакууме $\sim 10^{-5} \text{ мм рт. ст.}$ В качестве исходного материала были использованы кремниевые шайбы марки КДБ с проводимостью p -типа, удельным сопротивлением $\rho \sim 40\text{--}50 \text{ Ом}\cdot\text{см}$ ($N_A \sim 3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$) и толщиной $0,7\text{--}0,9 \text{ мм}$, нарезанные по плоскости $\langle 111 \rangle$. После механической и химической обработки пластины вместе с навеской из чистой серы были запаены в ампулы с последующей откачкой последних до $10^{-5} \text{ мм рт. ст.}$ Диффузия проводилась при температуре $1100\text{--}1200^\circ \text{C}$ в течение $8\text{--}12$ часов, охлаждение образцов до комнатной температуры проводилось в масле. Омические контакты наносились двумя способами: электрохимическим никелированием с последующим вжиганием в вакууме в течение 1 мин при температуре 600°C или осаждением в вакууме сплава $\text{Au} + 1\% \text{ Sb}$ в течение 5 мин при температуре 500°C . Размеры исследуемых образцов — $2,5 \times 1 \times 0,8 \text{ мм}$. Существенных отличий в характеристиках образцов с контактами, нанесенными различными способами, не наблюдалось. $p^+ - n$ -переход создавался напылением слоя алюминия толщиной $3\text{--}4 \text{ мкм}$ с последующим впавлением в вакууме $\sim 10^{-5} \text{ мм рт. ст.}$ Площадь $p^+ - n$ -перехода $\sim 10^{-4} \text{ см}^2$, толщина n -базы $\sim 0,3 \text{ мм}$. Для измерения температурной зависимости коэффициента Холла изготавливались образцы с конфигурацией контактов Ван-дер-Пау.

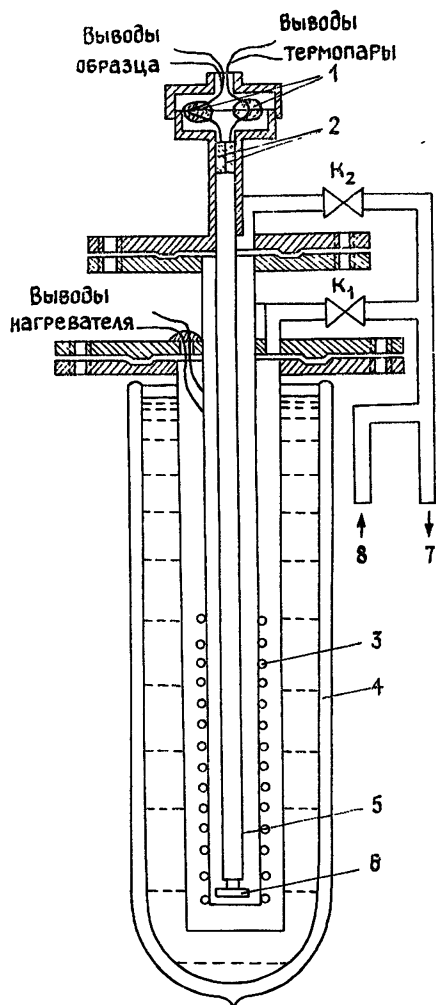


Рис. 1. Схема криостата: 1 — слезки, 2 — изоляторы, 3 — печь нагрева, 4 — дюар с жидким азотом, 5 — держатель образца, 6 — фторопластовая подложка с образцом и термопарой, 7 — к насосу, 8 — газообразный гелий, K_1 и K_2 — краны.

Температурные зависимости спектральной плотности шумов измерялись в частотном диапазоне $20 \text{ Гц} - 20 \text{ кГц}$ в интервале температур $77\text{--}300 \text{ К}$. Для измерения электрических и шумовых характеристик в указанном температурном интервале был сконструирован и изготовлен специальный металлический криостат цилиндрического типа с двумя экранирующими слоями, конструкция которого позволяет задавать начальную температуру образца от 77 до 300 К . Температурный режим отогрева или охлаждения образца регулировался либо изменением подачи жидкого азота, либо включением электрического нагревателя. Такая система обеспечивала поддержание температуры с точностью до $\pm 0,2^\circ \text{C}$. Измерение температуры в криостате осуществлялось с помощью термопары медь—константан, калиброванной платиновой термопарой. Схема криостата приведена на рис. 1, электрическая схема и методика измерений приведены в работе [9].

Результаты измерений и обсуждение. Для каждой температуры перед шумовыми измерениями снимались вольт-амперные характеристики (ВАХ), имеющие для исследуемых образцов в используемом диапазоне напряжений и температур линейный характер. На рис. 2а приведена температурная зависимость равновесной концентрации свободных носителей n_0 для образцов с омическими контактами. Как видно из графика, в интервале температур $5 \cdot 10^{-3} < 1/T < 1,1 \cdot 10^{-2} \text{ K}^{-1}$ зависимость концентрации свободных носителей от температуры описывается прямой, имеющей наклон,

соответствующий энергии ионизации ($E_c=0,19$ эВ). При более низких ($n_0 < 10^{12}$ см $^{-3}$) и более высоких температурах ($n_0 > 3 \cdot 10^{14}$ см $^{-3}$) график отклоняется от прямой. Температурная зависимость холловской подвижности μ_H (рис. 2б) описывается уравнением

$$\mu_H = BT^{-3/2}, \quad (1)$$

где $B \approx 4 \cdot 10^6$ — некоторая постоянная. Вид температурной зависимости указывает на доминирующий механизм рассеяния на акустических фонах [10]. В исследованном диапазоне температур μ_H изменяется от $8 \cdot 10^2$ см $^2 \cdot$ В $^{-1} \cdot$ с $^{-1}$ ($T=300$ К) до значений порядка 10^4 см $^2 \cdot$ В $^{-1} \cdot$ с $^{-1}$ ($T=80$ К).

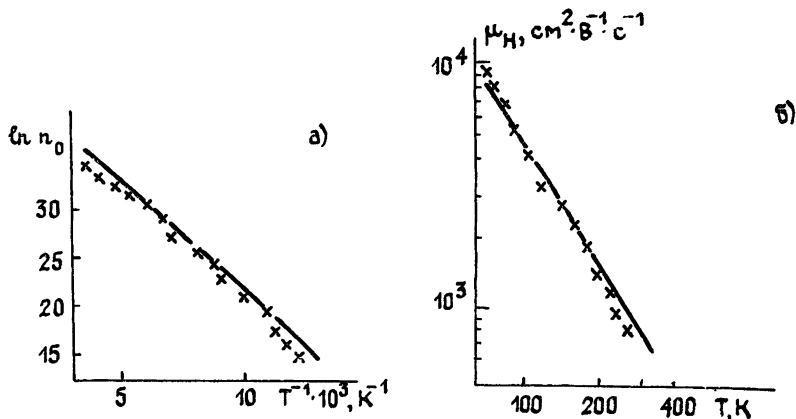


Рис. 2.

Шумовой спектр для образцов из кремния с примесью серы показан на рис. 3а. Измерялась спектральная плотность токовых шумов S_i в зависимости от частоты f и температуры. Как видно из рис. 3а, в спектре различимы ступеньки, спадающие с ростом частоты приблизительно пропорционально f^{-2} . С целью выяснения, какой уровень обуславливает появление соответствующей ступеньки в спектре, были проведены численные оценки шума по формулам (3), (4), (9), приведенным в работе [8]. Для каждой ступеньки определялись высота плато $A = S_i V / J^2$ и точка перегиба спектра, что позволяло оценивать время жизни τ ; здесь V — объем прибора, J — постоянный ток через диод. Как показано в [8], при наличии компенсации и таких низких температурах, что $n_0(T) \ll N_A \ll N_D - N_A$ (что имеет место в нашем случае при $T < 180$ К),

$$\tau = (rN_A)^{-1}; \quad (2a)$$

$$A = 4 \exp\left(\frac{E_c - E_x}{kT}\right) (g_x(N_D - N_A)N_c r)^{-1}, \quad (2b)$$

где N_A — концентрация мелких акцепторов, N_D — концентрация доноров, E_x — энергетическое положение примеси, ответственной за шум, k — постоянная Больцмана, N_c — эффективная плотность состояний в зоне проводимости, g_x — фактор вырождения уровня, r — коэффициент рекомбинации. При численных оценках полагаем, что $g_x=1$. При высоких температурах, таких, что $n_0(T) \sim N_D - N_A$ (что имеет место при $T > 180$ К),

$$\tau = \exp\left(\frac{E_c - E_x}{kT}\right) (r g_x N_c)^{-1}; \quad (3a)$$

$$A = 4N_D \exp\left(2\frac{E_c - E_x}{kT}\right) (r(N_D - N_A)g_x^2 N_c^2)^{-1}. \quad (3b)$$

Используя приближенные выражения (2а), (2б) и (3а), (3б), определим энергетическое положение уровня, ответственного за генерационно-рекомбинационный (Γ - P) шум (при каждой температуре) и коэффициент рекомбинации. Значения для A и τ брались из приведенных шумовых спектров. Соответствующие расчетные кривые показаны на рис. 3а штриховыми линиями.

Численные оценки показали, что при $T < 180$ К Γ - P шумовые «ступеньки» обусловлены уровнем ($E_c=0,19$ эВ) с коэффициентом рекомбинации $r \sim 10^{-11}$ см $^3 \cdot$ с $^{-1}$. При $T > 200$ К, согласно численным оценкам, Γ - P шум обусловлен уровнем ($E_c=0,38$ эВ) с $r \sim 10^{-7}$ см $^3 \cdot$ с $^{-1}$. Как видно из выражений (3а), (3б), с повышением температуры величина шумового плато A и время жизни τ уменьшаются, т. е. точка перегиба спектра смещается в область более высоких частот. Действительно, в шумовых спектрах образцов, снятых для температур $T > 200$ К, не обнаружены плато, соответствующие уровню ($E_c=0,19$ эВ), что является следствием полной ио-

низации уровня ($E_c - 0,19$ эВ). На рис. 3б показана определенная из шумового спектра зависимость времен жизни, связанных с однократно (τ_1) и двукратно (τ_2) положительно заряженными уровнями серы. Как видно из рисунка, при низких температурах в спектре шума проявляется τ_1 , имеющее слабую температурную зависимость, а при высоких — τ_2 , уменьшающееся с ростом температуры.

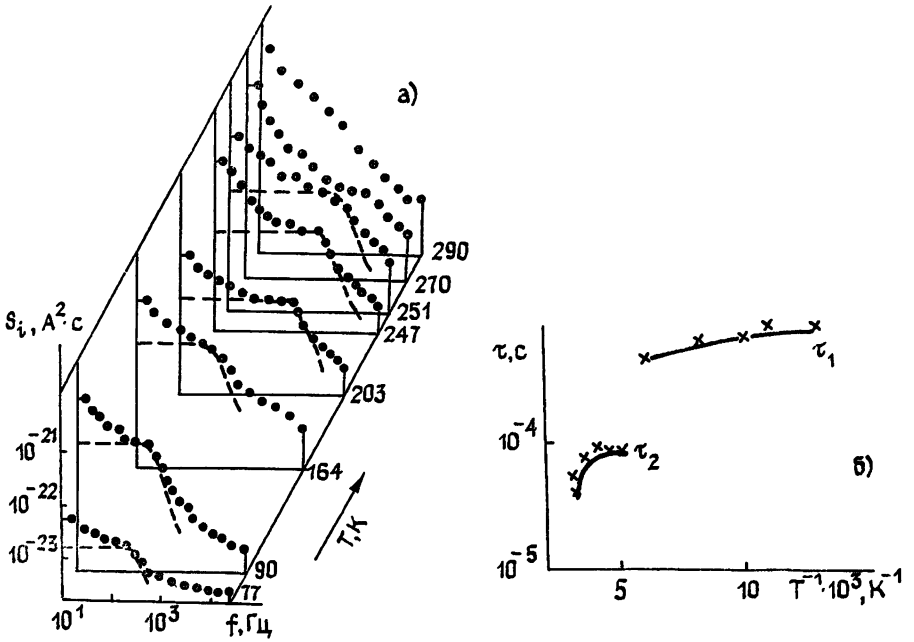


Рис. 3. Температурные зависимости для образцов с омическими контактами: а) шумового спектра $J(77K)=0,1$ мкА; $J(90K)=1$ мкА; $J(164K)=2$ мкА; $J(203K)=5$ мкА; $J(247K)=4$ мкА; $J(251K)=4,7$ мкА; $J(270K)=8$ мкА; $J(290K)=10$ мкА; б) времени жизни τ_1 (низкие температуры) и τ_2 (высокие температуры).

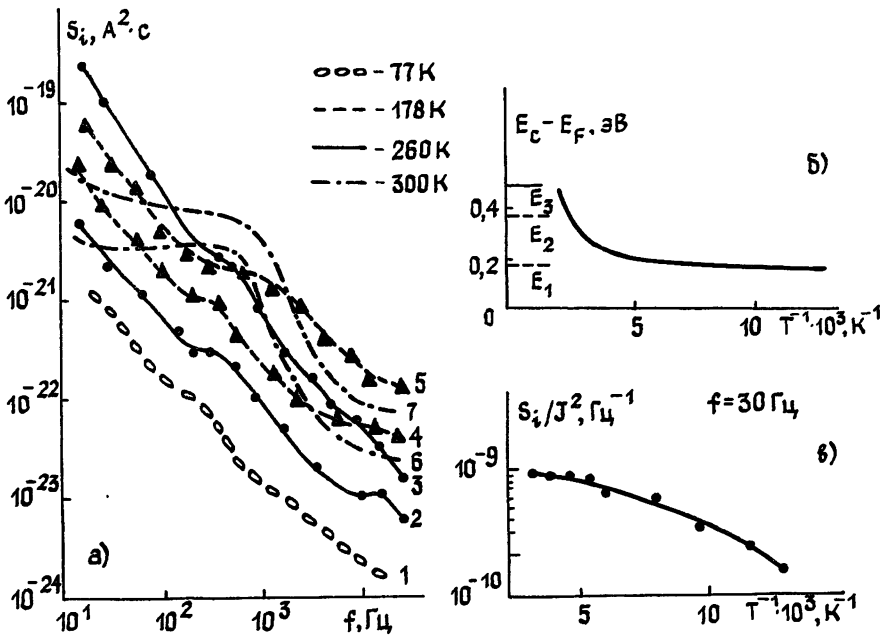


Рис. 4. а) Шумовой спектр для $p^+ - n - n^+$ диодов при разных температурах (1— $J=2$ мкА, $U=40$ В; 2— $J=2,7$ мкА, $U=8$ В; 3— $J=6$ мкА, $U=14$ В; 4— $J=2,1$ мкА, $U=19$ В; 5— $J=3,7$ мкА, $U=29$ В; 6— $J=2$ мкА, $U=0,6$ В; 7— $J=8$ мкА, $U=1$ В); б) температурная зависимость положения уровня Ферми; в) температурная зависимость фликер-шумов.

Шумовые спектры для приборов из кремния с примесью серы приведены на рис. 4а (спектры сняты на омическом и начальном квадратичном участках ВАХ). Сделана попытка объяснить шумовой спектр $p^+ - n - n^+$ диодов из кремния, компенсированного серой, при температуре, равной 300 К [9], с помощью модели, предложенной в [8]. Для оценок были использованы выражения (3а), (3б). Определено, что верхнее шумовое плато обусловлено уровнем ($E_c - 0,5$ эВ) с коэффициентом рекомбинации $r \sim 2,5 \cdot 10^{-8}$ см³·с⁻¹. Нижнее плато определяет уровень ($E_c - 0,38$ эВ), так как высота нижнего плато в шумовом спектре $A_{\text{эксп}}$ равна $(2 \cdot 10^{-23} \cdot 10^{-8} \times 4 \cdot 10^{-12})$ см³/Гц = $5 \cdot 10^{-18}$ см³/Гц, а из (3б) для уровня ($E_c - 0,38$ эВ) находим, что $A_{\text{расч.}} = 2 \cdot 10^{-18}$ см³/Гц. Сравнение $A_{\text{расч.}}$ с $A_{\text{эксп}}$ дает хорошее согласие между экспериментом и расчетом. Численные оценки показали, что для уровня ($E_c - 0,38$) время жизни $\tau = 1,4 \cdot 10^{-8}$ с, т. е. спектр должен спадать при $f = 120$ кГц, что находится за пределами используемого частотного диапазона. Отметим, что в шумовых спектрах образцов с омическими контактами уровень ($E_c - 0,5$ эВ) обнаружен не был.

На рис. 4б показана зависимость положения уровня Ферми от температуры. Оценки проводились согласно [11]. При этом в области низких температур $E_1 = E_c - 0,19$ эВ, $E_2 = E_c - 0,38$ эВ; в области высоких температур $E_1 = E_c - 0,38$ эВ, $E_2 = E_c - 0,5$ эВ; $N_A = 3 \cdot 10^{14}$ см⁻³, $N_D = 5 \cdot 10^{14}$ см⁻³. На частотах ниже 100 Гц у исследуемых структур наблюдается фликер-шум. На рис. 4в приведена температурная зависимость отношения спектральной плотности токовых шумов к квадрату величины тока, протекающего через диод. Как видно из рисунка, с возрастанием температуры фликер-шум растет.

Таким образом, измерениями шумов выявлено три уровня серы: $E_1 = E_c - 0,19$ эВ, $E_2 = E_c - 0,38$ эВ, $E_3 = E_c - 0,5$ эВ. Полученные результаты находятся в удовлетворительном согласии с результатами измерений, проведенных другими методами [4, 5, 12].

Авторы признательны А. А. Арцруни, К. Р. Мовсесяну и З. Б. Шакарян за помощь при изготовлении криостата.

ЛИТЕРАТУРА

1. Carlson R. O., Hall R. N., Pell E. M. — J. Phys. Chem. Sol., 1959, 8, p. 81.
2. Krag W. E., Kleiner W. H., Zeiger H. J., Fischer F. — J. Phys. Soc. Japan (Suppl.), 1966, 21, p. 230.
3. Samphausen D. L., Sladek R. J. — Bull. Am. Phys. Soc., 1968, 13, p. 406.
4. Ludwig G. W. — Phys. Rev., 1965, 137A, p. 1520.
5. Rosier L. L., Sah C. T. — J. Appl. Phys., 1971, 42, № 10, p. 4000.
6. Hoffman H. J., Sohn W. — Phys. Stat. Sol. (a), 1977, 44, p. 237.
7. Vosman G., Zulstra R. J. J. — Solid-State Electr., 1982, 25, № 4, p. 273.
8. Hoffman H. J., Huber E. — Physica, 1981, 111B, p. 249.
9. Мхитарян З. О., Барсегян Р. С., Арутюнян В. М. — Изв. вузов — Радиофизика, 1984, 27, № 9, с. 1218.
10. Зи С. М. Физика полупроводниковых приборов. — М.: Энергия, 1973.
11. Жданович Н. С., Козлов Ю. И. — ФТП, 1976, 10, № 10, с. 1846.
12. Урунбаев Б. М. Диссертация, Ташкент, 1983.

Ереванский государственный университет

Поступила в редакцию
1 апреля 1985 г.