

УДК 621 391 822 3

**ВЛИЯНИЕ ФАКТОРОВ ФОРМИРОВАНИЯ И ГЕОМЕТРИЧЕСКИХ РАЗМЕРОВ НА ФЛИКЕРНЫЙ ШУМ ПЛЕНОК ХРОМА***Г. П. Жигальский, А. С. Федоров*

Приведены результаты экспериментальных исследований фликерного шума пленок хрома. Показано, что осаждение пленок в оптимальном режиме позволяет снизить уровень избыточного шума, обусловленного неравновесными микродефектами структуры. При этом в спектре флуктуаций проявляются особенности, вызванные процессами теплопроводности.

Широкое применение тонких металлических пленок в различных областях электронной техники выдвигает на первый план вопросы, связанные с повышением их надежности и стабильности характеристик. Измерение фликерного шума является перспективным методом неразрушающего контроля качества элементов электронных схем на основе тонких пленок. Но это не единственное обстоятельство, вызывающее непрерывное появление в отечественной и зарубежной литературе работ, посвященных исследованию фликерного шума в металлических пленках. Необходимо иметь в виду и теоретическую важность проблемы, имеющей более чем полувековую историю, но не решенной до конца в современной статистической радиофизике. В опубликованной литературе предложен ряд моделей возникновения фликерного шума [1-9], однако решение проблемы не может быть достигнуто без привлечения новых экспериментальных результатов.

Настоящая работа посвящена экспериментальному исследованию влияния различных технологических и геометрических (толщины и ширины) факторов на фликерный шум в пленках хрома, полученных термическим испарением в вакууме.

**1. ОБРАЗЦЫ И МЕТОДИКА ИССЛЕДОВАНИЙ**

Пленочные образцы осаждали на подложки в вакуумной установке типа УВН-2М-2 при давлении остаточных газов в камере не более  $5 \cdot 10^{-4}$  Па. Испарение навесок металлического хрома марки ХО производили из ленточного молибденового испарителя. Перед загрузкой в испаритель измельченные навески хрома обрабатывали соляной кислотой, промывали в ацетоне и спирте, после чего просушивали. Осаждение хрома проводили на предварительно очищенные подложки из покровного стекла, ситалла или кравцевого стекла. Температуру подложки во время конденсации хрома задавали в пределах  $T_{\text{п}} = 320 \div 720$  К и поддерживали постоянной в каждом технологическом цикле получения пленок. Образцы исследуемых пленок имели форму полос длиной  $L = 20$  мм; ширину  $W$  и толщину  $h$  варьировали в пределах от 0,1 до 2,0 мм и от 10 нм до 200 нм соответственно. На каждой подложке осаждали по десять пленочных образцов. Осаждение производили через маски, для чего использовали две маски: одну — для слоев хрома, другую — для создания к пленке алюминиевых контактов. Маски для осаждения хрома имели десять сквозных окон прямоугольной формы шириной от 0,1 мм до 2 мм, расположенных параллельно друг другу. Получение пленок хрома разной толщины на одной подложке

осуществляли в едином технологическом цикле путем передвижения заслонки вдоль подложки во время осаждения пленки, что позволяло исключить влияние других технологических факторов на фликерный шум. В начале процесса испарения заслонка закрыта. После достижения заданной температуры испарителя заслонка отодвигалась и открывала для молекулярного пучка испаряемого материала первое окно в маске, после чего заслонка останавливалась, экранируя при этом остальные окна в маске от молекулярного пучка. Время, в течение которого заслонка неподвижна, определяется требуемой толщиной пленки и скоростью конденсации. Затем заслонка снова приводится в движение и открывает второе окно в маске (первое окно в маске при этом также остается открытым) и т. д. Во время всего технологического цикла осаждения десяти пленочных образцов температура испарителя и подложки поддерживается постоянной. Для улучшения контакта исследуемых пленок к зондам контактного устройства на пленки хрома осаждали методом термического испарения в вакууме контактные площадки из алюминия толщиной  $0,8 \div 1,2 \text{ мкм}$  при температуре подложки  $400 \text{ К}$  и скорости конденсации  $8 \div 15 \text{ нм/с}$ .

Методика измерения шума аналогична применяемой в [10]. Четырехзондовое контактное устройство позволяет исключить токовые шумы контактов. Через два крайних контакта задается ток  $I_0$ , а со средних контактов снимается напряжение шума  $U_{\text{ш}}$ , подаваемое затем на малошумящий усилитель с эквивалентным шумовым сопротивлением (приведенным ко входу) не более  $500 \text{ Ом}$  в диапазоне частот  $2 \text{ Гц} \div \div 20 \text{ кГц}$ . Усиленный шум исследуемого образца поступает на анализатор спектра, выполненный по принципу супергетеродинного приемника [11]. Избирательной системой служит камертонный и активный фильтры. Полоса пропускания в рабочем диапазоне частот  $2 \div 500 \text{ Гц}$  равна  $\Delta f = 0,2 \text{ Гц}$ . Квадратичным детектором служит термопреобразователь ТВБ-4. На частотах выше  $500 \text{ Гц}$  измерения проводили на анализаторе спектра С5-3 с полосой пропускания  $\Delta f = 6 \text{ Гц}$ . Питание устройства задания постоянного тока через пленочный образец, усилителя и анализатора спектра осуществляли от аккумуляторных батарей. Для устранения наводок от внешних электромагнитных полей все входные цепи измерительной установки тщательно экранировались. Измерения шума проводили в условиях облегченного (быстрого) теплообмена образца с окружающей средой (образцы закрепляли на массивном медном столике).

Относительная спектральная плотность мощности шума  $S(f)$  на заданной частоте  $f$  при известных величинах полосы пропускания и коэффициента передачи измерительной установки  $K$  определяется по среднеквадратичному напряжению шума  $\overline{U_{\text{ш}}^2}(f)$ :

$$S(f) = \overline{U_{\text{ш}}^2}(f) / K^2 U_0^2 \Delta f \quad (\text{Гц}^{-1}), \quad (1)$$

где  $U_0$  — падение постоянного напряжения на сопротивлении исследуемого образца. Основная погрешность в значении величины  $S(f)$  определяется статистической ошибкой измерения  $\overline{U_{\text{ш}}^2}$ . При этом среднеквадратичная ошибка измерения оценивается по формуле [12]  $\epsilon = 1/\sqrt{\pi \tau \Delta f}$ , где  $\Delta f$  — полоса пропускания анализатора спектра по уровню половинной энергии,  $\tau$  — эквивалентное время усреднения при измерении (с учетом постоянной времени интегратора и измерительного прибора). В нашем случае при  $\tau = 120 \text{ с}$  и  $\Delta f = 0,2 \text{ Гц}$  имеем  $\epsilon \approx 10\%$ .

Количество партий идентичных образцов, обычно используемое в каждом из экспериментов, выбирали от 5 до 8.

## 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Исследовали зависимость шума от толщины пленки, скорости и температуры конденсации, а также влияние материала подложки, последующего отжига и ширины пленочного образца на величину и характер спектра фликерного шума. Скорость конденсации выбрали равной  $0,5 \text{ нм/с}$ , так как при меньших скоростях конденсации пленки хрома получают окисленными, а при больших — хром начинает испаряться в виде макрочастиц и пленки получаются рыхлыми. В экспериментах по исследованию влияния материала подложки на уровень шума пленки осаждали на подложках из покровного стекла, ситалла СТ-50-1 и кварцевого стекла толщиной соответственно  $1,5 \text{ мм}$ ,  $0,6 \text{ мм}$  и  $2,5 \text{ мм}$ . Результаты исследований показали, что пленки хрома на ситалловой подложке обладают наименьшим уровнем шума. Более высокий уровень шума в пленках на покровном стекле (в  $20 \div 30$  раз выше, чем на ситалле), по-видимому, связан с дрейфом ионов натрия и калия [13, 14], присутствующих в покровных стеклах в относительно высокой концентрации ( $\sim 2\%$ ).

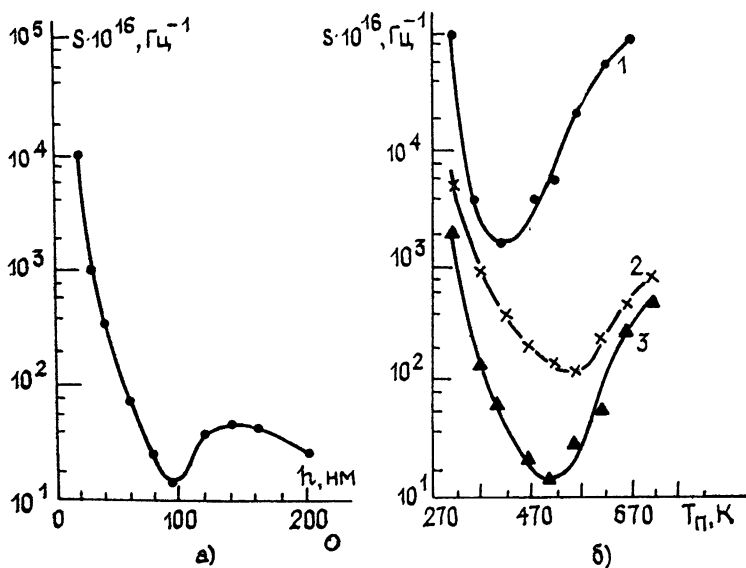


Рис. 1

На рис. 1 приведены типичные зависимости спектральной плотности фликерного шума пленок хрома, осажденных на кварцевое стекло, при  $I_0 = 10 \text{ мА}$ ,  $f = 20 \text{ Гц}$ ,  $W = 0,6 \text{ мм}$  от толщины (рис. 1а) и от температуры конденсации (рис. 1б: кривая 1 —  $h = 40 \text{ нм}$ ; 2 —  $h = 160 \text{ нм}$ ; 3 —  $h = 100 \text{ нм}$ ). Видно, что в области толщин  $80 \div 100 \text{ нм}$  пленки хрома имеют минимум шума (рис. 1а). Указанная толщина соответствует наименьшей концентрации неравновесных вакансий и их комплексов в пленке [15, 16]. Измерения шума проведены при фиксированном значении постоянного тока через образец, и из-за возрастания рассеиваемой мощности (а следовательно, и температуры образца) при уменьшении толщины пленки от  $100$  до  $10 \text{ нм}$  шум увеличивается не обратно пропорционально толщине (объему) пленки, а более сильно (заметим, что пленки хрома остаются сплошными до толщины  $h \geq 10 \text{ нм}$ ). Так, при  $h = 20 \text{ нм}$ ,  $\rho_V = 200 \text{ мкОм} \cdot \text{см}$ ,  $I_0 = 10 \text{ мА}$ ,  $W = 0,6 \text{ мм}$  перегрев составляет  $\Delta T \approx 100 \text{ К}$ . Проведенные исследования шума пленок хрома в зависимости от температуры подложки при конденсации показали, что существует оптимальная температура конденсации, при которой

наблюдается минимум шума (рис. 1б). Возрастание шума при температуре подложки ниже оптимальной объясняется процессами физической адсорбции [13, 18], а выше оптимальной — процессами хемосорбции и окисления, протекающими в пленках при высоких температурах [17]. На рис. 2 приведены результаты исследования влияния температуры  $T_{отж}$  и времени  $t_{отж}$  низкотемпературного отжига пленок хрома (давление остаточных газов в камере не более  $13 \cdot 10^{-4}$  Па) на уровень фликерного шума (при  $I_0 = 10$  мА,  $f = 20$  Гц,  $W = 0,6$  мм; кривая 1 —  $h = 60$  нм; 2 —  $h = 100$  нм). Как известно, низкотемпературный отжиг приводит к уменьшению концентрации микродефектов (вакансий и их комплексов) [17, 18], чем и объясняется уменьшение шума при отжиге. С увеличением температуры отжига до  $T_{отж} \approx 670$  К происходит уменьшение уровня шума. Однако при температурах отжига  $T_{отж} \geq 750$  К наблюдается возрастание шума. При этих температурах возможно начало процесса рекристаллизации [18]. Из приведенных результатов следует, что имеется также и оптимальное время отжига (рис. 2б), при котором шум минимален. Возрастание шума с увеличением времени отжига ( $t_{отж} > 30$  мин), по-видимому, объясняется влиянием остаточных газов в камере, приводящих к окислению пленки по границам зерен. Подтверждением этого заключения служит тот факт, что для пленок меньших толщин наблюдается более сильное увеличение шума (кривая 1 на рис. 2). Таким образом, путем выбора оптимальных технологических режимов получения пленок хрома удастся снизить уровень шума на один-три порядка. При этом полученные результаты свидетельствуют о зависимости фликерного шума от концентрации неравновесных микродефектов в пленках.

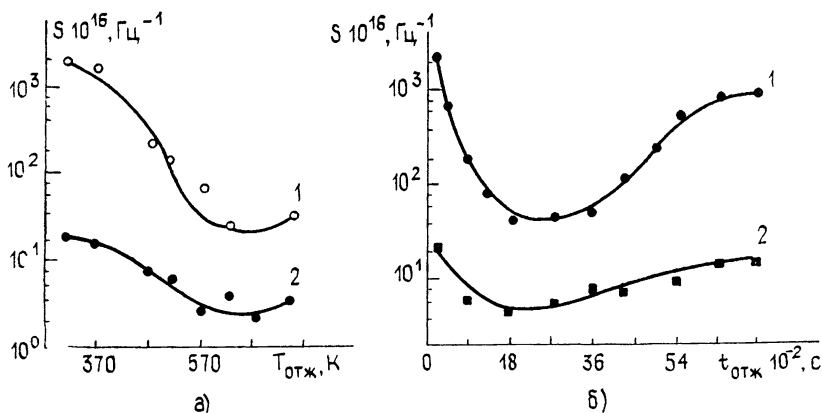


Рис. 2.

Для экспериментов по определению влияния геометрических размеров пленочных образцов на фликерный шум пленки хрома осаждали в оптимальных технологических режимах, обеспечивающих минимальный уровень шума, на ситалловые подложки. Температура конденсации  $T_K = 470$  К, скорость роста пленки  $0,5$  нм/с, время отжига в вакууме  $t_{отж} = 30$  мин при температуре  $T_{отж} = 620$  К.

На рис. 3 приведены типичные зависимости спектральной плотности мощности фликерного шума от частоты при  $I_0 = 10$  мА. Около экспериментальных точек отложены доверительные интервалы, определенные по погрешности измерений величины  $S(f)$  с доверительной вероятностью  $P = 0,95$  [12]. На наблюдаемых зависимостях выделяются два характерных участка с различными наклонами. Частота  $f_w$ , при которой происходит изменение наклона зависимостей, снижается с

увеличением ширины пленок. При этом для пленок шириной  $W \geq 0,6$  мм в исследуемом диапазоне частот изменения наклона не происходит (рис. 3а, кривая 3). Можно предположить, что при ширине пленок, превышающей 0,6 мм, частота  $f_w$  находится ниже 2 Гц, т. е. за пределами исследуемого диапазона частот. Подобная зависимость спектральной плотности шума от частоты характерна для низкочастотного шума, связанного с процессами диффузии или теплопроводности [1-3, 9]. В последнем случае характерная частота  $f_w$  связана с шириной пленки:

$$f_w = a/2\pi W^2, \quad (2)$$

где  $a$  — коэффициент температуропроводности пленки:

$$a = \lambda/\gamma c, \quad (3)$$

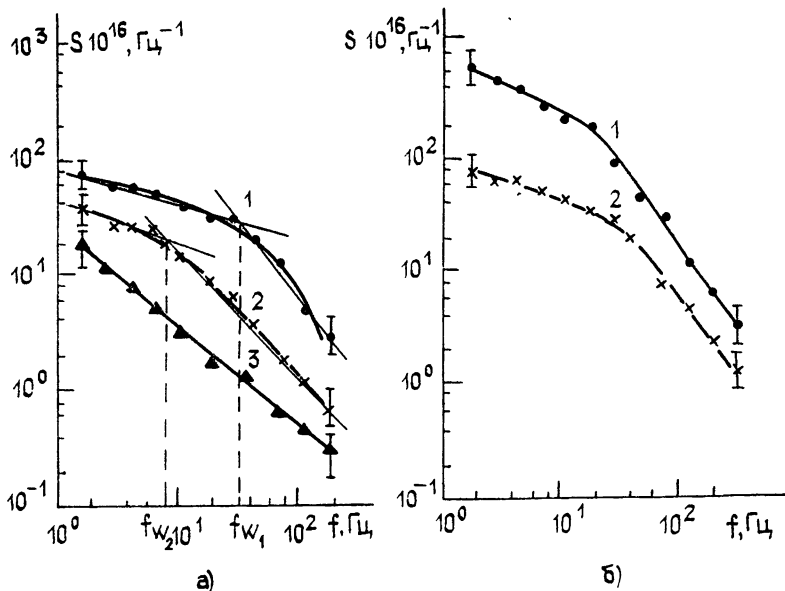


Рис. 3. Зависимости спектральной плотности шума пленок хрома различных геометрических размеров от частоты.

- а) для пленок одинаковой толщины ( $h=100$  нм), но разной ширины—  
 1 —  $W=0,1$  мм; 2 —  $W=0,2$  мм; 3 —  $W=0,6$  мм;  
 б) для пленок одинаковой ширины ( $W=0,1$  мм), но разной толщины — 1 —  $h=50$  нм, 2 —  $h=100$  нм.

здесь  $\lambda$  — коэффициент теплопроводности,  $\gamma$  — плотность,  $c$  — удельная теплоемкость. При этом частота  $f_w$  по своему физическому смыслу представляет величину, обратную времени распространения тепла на расстояние, равное ширине пленки. Наблюдаемые в экспериментах характерные частоты  $f_w$  (рис. 3) оказываются примерно на порядок ниже по сравнению с вычисленными по формуле (2), если подставить в нее значение коэффициента температуропроводности для массивного хрома ( $a=0,2 \text{ см}^2/\text{с}$ ). Как показано ниже, такое расхождение определяется тем, что для тонкой пленки величина  $a$  может существенно отличаться от температуропроводности массивного материала из-за размерного эффекта и структурных дефектов, приводящих к уменьшению коэффициента теплопроводности [18, 20]. Подтверждением этого может служить экспериментальный результат, показывающий, что для пленок одинаковой ширины, но различных по толщине, характерные частоты различны (рис. 3б), причем с увеличением толщины наблюдается возрастание характерной частоты. Поскольку толщина пленок непосред-

венно не входит в выражение (2), определяющее характерную частоту  $f_w$ , можно предположить, что смещение частоты  $f_w$  с ростом толщины пленок вызвано структурными изменениями, влияющими на температуропроводность  $a$  пленочных образцов.

Для определения коэффициента температуропроводности пленки, согласно (3), необходимо знать коэффициент теплопроводности  $\lambda$ . Непосредственное измерение  $\lambda$  для тонкой пленки на подложке—довольно сложная задача. Однако, считая, что электронная часть теплопроводности много больше решеточной, коэффициент теплопроводности можно определить через удельное сопротивление пленки  $\rho$  по закону Видемана—Франца—Лоренца [21, 22].

$$\lambda = L_e T / \rho, \quad (4)$$

где  $L_e$  — число Лоренца,  $T$  — температура пленки, которая из-за нагрева пленки током обычно выше комнатной. Тогда коэффициент температуропроводности пленки, согласно (3), (4), определяется

$$a = L_e T / \rho \gamma c, \quad (5)$$

и для характерной частоты  $f_w$  из выражений (2)—(5) получаем

$$f_w = (L_e T / 2\pi \gamma c W^2) (1/\rho). \quad (6)$$

С учетом поправки на область средних температур число Лоренца определим из [22], приняв температуру Дебая для хрома  $\Theta = 630$  К [23] и температуру пленки  $T = 300$  К,  $L_e \approx 1,6 \cdot 10^{-8}$  Вт·Ом·К<sup>-2</sup>. После подстановки постоянных коэффициентов в (6) ( $\gamma = 7190$  кг/м<sup>3</sup>,  $c = 461$  Дж/кг·К [23]) для пленки шириной  $W = 1 \cdot 10^{-4}$  м получим

$$f_w \approx 20 \cdot 10^{-6} / \rho \quad (\text{Гц}) \quad (7)$$

( $\rho$  выражаем в единицах Ом·м).

Экспериментальная проверка выражения (7) была проведена на пленках хрома различной толщины от  $h = 20$  нм до  $h = 200$  нм, изготовленных в едином технологическом цикле на одной подложке. Маска для осаждения пленок хрома имела десять прямоугольных окон шириной по 0,1 мм. Пленки разной толщины получали методом передвижения заслонки вдоль подложки при конденсации хрома. Зависимость удельного сопротивления пленок от толщины приведена на рис. 4. Для пленок различных размеров строили зависимости спектральной плотности шума от частоты (по методу наименьших квадратов для участков с различными наклонами), из которых определяли характерные частоты спектра  $f_w$  (см. рис. 3а). Экспериментальные значения  $f_w$ , полученные для пленок различной толщины, нанесены точками на график зависимости  $f_w(\rho)$  — рис. 5а. На этом же рисунке сплошной линией изображена зависимость  $f_w(\rho)$ , определяемая формулой (7). Экспериментальные точки хорошо укладываются на теоретический график. По формуле (5) и рис. 4 можно определить коэффициент температуропроводности пленок (при заданной ширине  $W = 0,1$  мм).

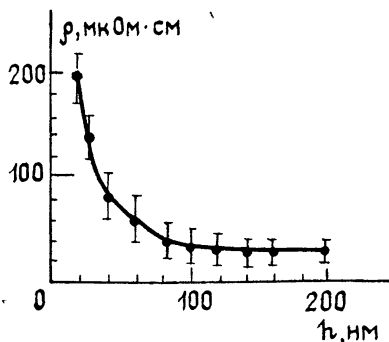


Рис. 4.

Так, для пленок хрома толщиной  $h = 100$  нм получаем  $a \approx 0,04$  см<sup>2</sup>/с, что значительно меньше, чем для массивного материала. На рис. 5б приведена зависимость характерной частоты от ширины пленки, рассчитанная по формуле (2) для найденного значения коэф-

фициента температуропроводности  $a \approx 0,04 \text{ см}^2/\text{с}$ . Здесь же нанесены точки значений  $f_W$ , полученные экспериментально для пленок разной ширины. Наблюдается хорошее совпадение расчета с экспериментом.

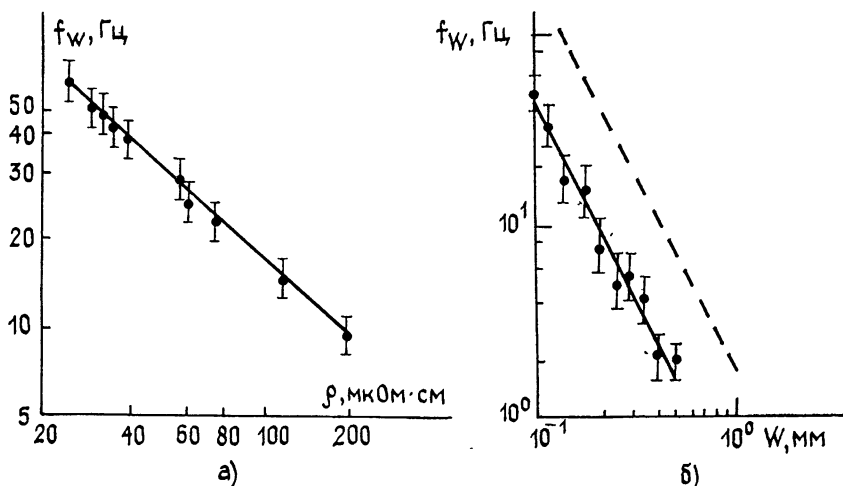


Рис 5 Зависимости характерной частоты в спектре шума пленок хрома от их удельного электросопротивления ( $W=0,1 \text{ мм}$ , толщина пленок изменяется от 20 до 200  $\mu\text{м}$ ) — (а) и от ширины пленок ( $h=100 \mu\text{м}$ ) — (б). Точки на графиках — экспериментальные результаты, пунктирная линия — зависимость, построенная по формуле (2), при значении  $a=0,2 \text{ см}^2/\text{с}$  для массивного хрома

Приведенные экспериментальные результаты показывают, что низкочастотный шум в пленках хрома связан с процессами теплопроводности. Однако исследуемый шум не объясняется моделью равновесных температурных флуктуаций, модулирующих сопротивление образца [3, 5]. Проведем количественную оценку спектральной плотности шума, исходя из модели Кларка и Восса [2, 3], и сравним ее с нашими экспериментальными результатами. Согласно [2], спектральная плотность области  $1/f$  низкочастотного шума в металлических пленках определяется выражением

$$S(f) = \beta^2 k T^2 / c_V [3 + \ln(L^2/W^2)] f, \quad (8)$$

где  $\beta$  — температурный коэффициент сопротивления пленки,  $k$  — постоянная Больцмана,  $c_V$  — теплоемкость металлической пленки,  $c_V = c_V V$  ( $V$  — объем пленки). Определим спектральную плотность шума для пленок с размерами  $L=20 \text{ мм}$ ,  $W=0,2 \text{ мм}$ ,  $h=100 \mu\text{м}$  (объем пленки  $V=4 \cdot 10^{-7} \text{ см}^3$ ) при температуре  $T=350 \text{ К}$ . Как показали измерения, температурный коэффициент сопротивления для исследуемых пленок имеет величину  $\beta = (4,0 \div 4,5) \cdot 10^{-3} \text{ К}^{-1}$ . После подстановки  $\beta = 4,0 \cdot 10^{-3} \text{ К}^{-1}$  и других постоянных в выражение (8) получим

$$S(f) \approx 2,0 \cdot 10^{-18} / f \quad (\text{Гц}^{-1}). \quad (9)$$

Для частоты  $f=100 \text{ Гц}$  теория [2, 3] предсказывает  $S(f) \approx 2 \cdot 10^{-20} \text{ Гц}^{-1}$ , а наблюдаемые экспериментально значения спектральной плотности шума на четыре порядка больше (рис. 3а, кривая 2). Оценка величины фликерного шума исследованных пленок хрома по эмпирическому соотношению Хоухе [4] приводит к еще большим расхождениям с экспериментом. Действительно, определив количество электронов проводимости в образце  $n=n_0$ ,  $V \approx 6,8 \cdot 10^{15}$  ( $n_0=1,7 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$ ), имеем

$$S(f) \approx 3,5 \cdot 10^{-19} / f \quad (\text{Гц}^{-1}),$$

Для частоты  $f=100$  Гц  $S(f) \approx 3,5 \cdot 10^{-21}$  Гц $^{-1}$ , что на пять порядков величины меньше уровня шума, наблюдаемого экспериментально. Фликерный шум исследованных пленок хрома обусловлен, по-видимому, неравновесными температурными флуктуациями, вызванными теплообменом пленки (нагретой выделяющимся джоулевым теплом) с окружающей средой. Подтверждением этому служат экспериментальные данные рис. 6, показывающие, что данный вид шума преобладает при больших мощностях рассеяния в пленках (здесь  $h=100$  нм,  $W=0,2$  мМ; кривая 1— $I_0=10$  мА, 2— $I_0=8$  мА, 3— $I_0=5$  мА, 4— $I_0=2$  мА). В этом случае наблюдается и пространственная корреляция флуктуаций [24].

Таким образом, приведенные экспериментальные результаты показывают, что в металлических пленках одновременно могут существовать различные механизмы возникновения фликерного шума. Преобладание того или иного механизма определяется конкретными условиями изготовления пленочных образцов и проведения эксперимента.

Получение металлических пленок в оптимальном технологическом режиме с последующей стабилизацией в процессе отжига приводит к значительному снижению уровня фликерного шума, обусловленного неравновесными микродефектами структуры пленок, при этом в спектре флуктуаций проявляются особенности, вызванные процессами теплопроводности. А именно, в спектре фликерного шума обнаруживаются характерные частоты, определяемые шириной пленки. Зависимость характерных частот от толщины пленок объясняется изменением величины коэффициента теплопроводности с толщиной. Рассчитанные, в соответствии с законом Видемана—Франца, по удельному электросопротивлению значения коэффициента теплопроводности для пленок разной толщины позволяют определить характерные частоты, находящиеся в согласии с экспериментально наблюдаемыми

Исследование влияния технологических факторов на фликерный шум пленок хрома позволило определить оптимальные режимы осаждения хрома (температура конденсации 470 К, скорость роста пленки 0,5 нм/с, время отжига в вакууме 30 мин при температуре 620 К), подтвердив тем самым, что спектральная плотность фликерного шума является чувствительным параметром физического состояния металлических слоев.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Вайнштейн Л. А. — ЖЭТФ, 1982, 83, вып 5(11), с 1841
2. Clarke J., Voss R. F. — Phys. Rev. Lett., 1974, 33, p. 24
3. Clarke J., Hsiang T. Y. — Phys. Rev., 1976, B 13, p. 4790
4. Hooge F. N., Kleinpenning T. G. M., Vandamme L. K. J. — Rep. Prog. Phys., 1981, 44, p. 479
5. Паленский В. П., Леонтьев Г. Е., Миколайтис Г. С. — Радиотехника и электроника, 1976, 21, с 2433
6. Dutta P., Eberhard J. W., Horn P. M. — Sol. St Commun., 1978, 27, p. 1389.
7. Dutta P., Dimon P., Horn P. M. — Phys. Rev., 1979, 43, № 9, p. 646.
8. Pallenskis V., Shoblitskas Z. — Sol. St. Commun., 1982, 43, № 10, p. 761.
9. Van Vliet K. M. «U. S. Dep. Commer. Nat. Bur. Stand. Spec. Publ.» Sixth International Conference on Noise in Phys Systems Proc. Conf., Gaithersburg, Md, Apr 6—10, 1981, № 614, p. 3.
10. Жигальский Г. П., Бакши И. С. — Радиотехника и электроника, 1980, 25, № 4, с. 771.

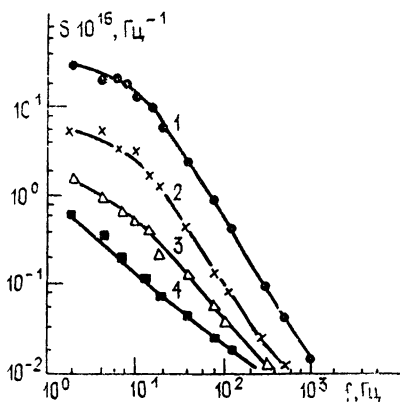


Рис. 6.



11. Жигальский Г П, Тюрин Ю. А — ПТЭ, 1980, № 2, с. 94.
12. Бендат Дж, Пирсол А. Измерение и анализ случайных процессов — М. Мир, 1974 — 464 с
13. Якимов А В. — Изв. вузов — Радиофизика, 1982, 25, № 3, с. 308.
14. Пряников В С Прогнозирование отказов полупроводниковых приборов. — М: Энергия, 1978 — 112 с
15. Куров Г А, Жильков Э А — Микроэлектроника, 1972, 1, вып 2, с 144
16. Куров Г А, Жильков Э А, Дубодел В. М, Торопцев Б А, Целибева В Н — ДАН СССР, 1974, 219, № 3, с 582.
17. Пленочная микроэлектроника / Пер с англ / Под ред Л Холлэнда — М: Мир, 1968. — 366 с.
18. Технология тонких пленок Справочник / Пер с англ / Под ред Л: Майссела, Р. Глэнга Т 2 — М Сов радио, 1977 — 768 с
19. Чопра К Л Электрические явления в тонких пленках — М: Мир, 1974 — 435 с
20. Пугачев А Т, Брацыхин В М — Физика металлов и металловедение, 1979, 47, вып 6, с 1300
21. Займан Дж Принципы теории твердого тела — М Мир, 1974 — 472 с
22. Берман Р Теплопроводность твердых тел — М Мир, 1979 — 288 с
23. Киттель Ч Введение в физику твердого тела — М: Наука, 1978. — 792 с
24. Жигальский Г П, Карев А В — Радиотехника и электроника, 1977, 22, № 12, с 2610

Московский институт  
электронной техники

Поступила в редакцию  
1 августа 1984 г

## FORMATION FACTORS AND GEOMETRY SIZE INFLUENCE ON CHROMIUM FILM FLICKER NOISE

*G. P. Zhigal'skij, A. S. Fedorov*

Experimental results of chromium film flicker-noise investigations are presented. Film deposition under optimal conditions is shown to reduce the excess noise level due to unbalanced structural microdefects. Features caused by the heat conduction processes can be seen in the fluctuation spectrum.

## ИНФОРМАЦИЯ О НОВЫХ КНИГАХ

Общие принципы квантовой теории поля / Боголюбов Н. Н., Логунов А. А., Тодоров И. Т., Оксак А. И. — М.: Наука, Главная редакция физико-математической литературы, 1985. — 35 л.

Книга посвящена систематическому изложению результатов аксиоматического направления в квантовой теории поля. В ней содержатся необходимые для дальнейшего сведения из функционального анализа и теории обобщенных функций, а также элементы теории функций нескольких комплексных переменных. Изложены различные подходы в аксиоматической квантовой теории поля, а также применения развитого аппарата к аналитическим свойствам амплитуд рассеяния и к теории взаимодействия элементарных частиц при высоких энергиях. Многочисленные упражнения составляют неразрывную часть текста.

Для научных работников, аспирантов и студентов старших курсов, специализирующихся по квантовой теории поля и математической физике.