

ВЗАИМОСВЯЗЬ $1/f$ ШУМА И ЭФФЕКТОВ НЕЛИНЕЙНОСТИ В МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ПЛЕНКАХ

Г.П.Жигальский

Московский институт электронной техники
103498, Москва

Поступила в редакцию 15 июля 1991 г.

После переработки

19 сентября 1991 г.

Обнаружена взаимосвязь между шумом вида $1/f$ и кубической нелинейностью вольт-амперной характеристики в сплошных металлических пленках. Установлено, что возникновение $1/f$ шума и эффектов нелинейности в пленках с повышенной концентрацией подвижных дефектов обусловлено процессами модуляции проводимости из-за рождения и аннигиляции вакансий.

В последние годы возрос интерес к электрическим флуктуациям со спектром вида $1/f$ в металлических пленках¹⁻³, природа которых до сих пор не ясна. Ряд авторов связывает $1/f$ шум в пленках с подвижными дефектами^{2,4,5}, в частности, с вакансиями^{6,7}. Однако, непосредственные эксперименты, подтверждающие вакансионный механизм $1/f$ шума, в опубликованной литературе отсутствуют. Цель настоящей работы - выявление механизма возникновения $1/f$ шума в сплошных металлических пленках.

Исследование выполнено на пленках молибдена, тантала и хрома, осажденных на подложки из стекла и окисленного кремния. Толщина пленок варьировалась в диапазоне 50 нм - 1 мкм. Спектральную плотность мощности (СПМ) $1/f$ шума измеряли прямым методом в диапазоне частот $f = 2 \text{ Гц} \div 10 \text{ кГц}$ при плотности постоянного тока $j \leq 10^5 \text{ А/см}^2$. Нелинейность вольт-амперной характеристики пленок определяли по методу третьей гармоники⁸ при воздействии на пленку синусоидального тестового сигнала с частотой $f_1 = 10 \text{ кГц}$ мощностью $P \lesssim 10^{-5} \text{ Вт}$. Наряду с измерениями уровня $1/f$ шума и нелинейности в пленках хрома и молибдена измеряли внутренние механические напряжения методом изгиба консолюно закрепленной подложки⁹. Образцы для исследования механических напряжений имели форму длинных узких полосок (размером $40 \times 2 \text{ мм}$). В качестве меры деформации использовали смещение свободного конца подложки, положение которого определяли до и после окончания процесса конденсации пленки (для хрома) или до и после травливания пленки (для молибдена). Измерение отклонения свободного конца подложки производили с помощью горизонтального микроскопа МБС-2 с микрометрической насадкой МОВ-1-15хУ4,2. Механические напряжения вычисляли по формуле Стоуни с учетом коэффициента Пуассона¹⁰. Погрешность измерения напряжений в наших экспериментах не более $\pm 5\%$ при $|\sigma| > 2 \cdot 10^8 \text{ Па}$, $\pm 10\%$ при $10^8 \text{ Па} < |\sigma| < 2 \cdot 10^8 \text{ Па}$ и $\pm 25\%$ при $|\sigma| \leq 10^8 \text{ Па}$. Путем вариации различных технологических факторов получали пленки с разными свойствами. Пленочные образцы для измерения механических напряжений и электрофизических характеристик осаждали на подложку в едином технологическом цикле.

Обнаружено, что зависимости СПМ $1/f$ шума и напряжения третьей гармоники U_3 от различных технологических факторов (скорость и температура конденсации, напряжение смещения на подложке при получении пленок ионным распылением, толщина пленки и др.) имеют одинаковый вид и характер

изменения. Для пленок с повышенным $1/f$ шумом наблюдаются активационные зависимости СПМ шума и напряжения U_3 от температуры с одинаковыми энергиями активации E_a . Так, для пленок молибдена и тантала с однородной микроструктурой найдено: $E_a = 0,35$ и $0,45$ эВ соответственно. Энергии активации определяли из наклона зависимостей напряжения третьей гармоники U_3 и СПМ $1/f$ шума S_u на частоте 300 Гц от обратной температуры T , построенных соответственно в координатах $\{\ln U_3; 1/T\}$ и $\{\ln S_u; 1/T\}$, и представляющих собой прямые линии с угловым коэффициентом $-E_a/k$, где k - постоянная Больцмана. Измерения производили в диапазоне температур 295 - 540 К. Полученные результаты позволяют предположить, что возникновение $1/f$ шума и эффектов нелинейности в металлических пленках обусловлено одним и тем же физическим механизмом. Активационная зависимость СПМ $1/f$ шума от температуры должна наблюдаться при вакансионном механизме $1/f$ шума ⁷. При этом СПМ флуктуаций напряжения U_3 на пленочном образце в соответствующем диапазоне частот пропорциональна квазиравновесной концентрации вакансий в пленке n_v ⁷, которая может быть выражена ¹¹:

$$S_u \sim n_v = A_v \exp[-(U_v - \sigma V_v)/kT], \quad (1)$$

где A_v - энтропийный множитель; U_v - внутренняя энергия образования вакансии; σ - механические напряжения; V_v - объем образования вакансии. Предэкспоненциальный множитель A_v в (1) определяется концентрацией стоков (источников) вакансий и поверхностными эффектами ⁷.

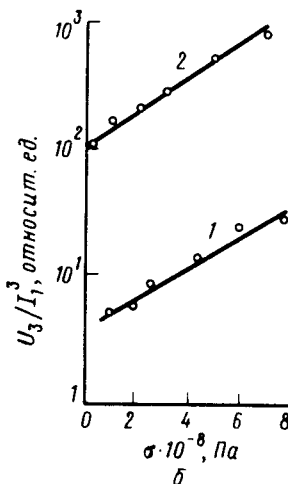
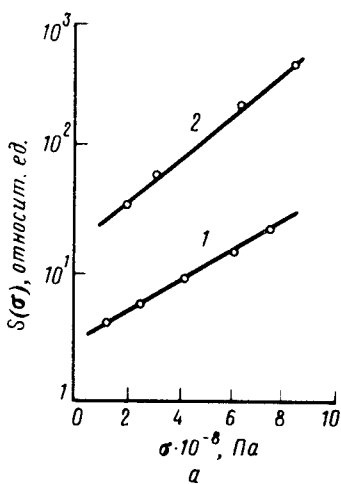
Энергия образования вакансии $E_v = U_v - \sigma V_v$ зависит от внутренних механических напряжений. Растягивающие напряжения ($\sigma > 0$) уменьшают энергию образования вакансий и увеличивают концентрацию вакансий, а следовательно, и уровень $1/f$ шума. Минимальную величину внутренней энергии образования вакансии в пленке можно оценить как энергию, приходящуюся на одну связь в кристаллической решетке. Для металлов $U_v \approx 0,1 \div 0,5$ эВ ¹². Наблюдаемые в наших экспериментах энергии активации СПМ $1/f$ шума для пленок Al, Mo, Ta, W, Cr действительно соответствуют этим значениям.

На рис.а приведены зависимости относительной СПМ $1/f$ шума $S = S_u/U^2$ (U - постоянное напряжение на пленочном образце) от внутренних напряжений для пленок Cr и Mo в полулогарифмических координатах. Экспериментальные точки хорошо укладываются на прямые линии, из наклона которых можно определить активационный объем: $V_a = 2,3kT(\Delta \lg S/\Delta \sigma)$. Для пленок Cr получено: $V_a = (1,4 \pm 0,4) \cdot 10^{-29}$ м³, для Mo: $V_a = (1,1 \pm 0,3) \cdot 10^{-29}$ м³. Эти величины близки к атомным объемам массивных металлов ¹², что свидетельствует в пользу вакансионного механизма $1/f$ шума в исследуемых пленках.

Заметим, что при генерации $1/f$ шума активация дефектов обусловлена тепловой энергией кристалла. При этом процессы рождения и аннигиляции вакансий в пленке происходят по статистическим законам и связаны с температурными флуктуациями.

В случае же воздействия на пленку синусоидального тестового сигнала $I = I_1 \sin(\omega_1 t)$ (I_1 - амплитуда тока первой гармоники, $\omega_1 = 2\pi f_1$), температура пленки будет меняться во времени по закону $\sin^2(\omega_1 t)$ (время тепловой релаксации системы пленка-подложка $\tau_{\text{рел}} \ll \omega_1^{-1}$), что согласно (1) приведет к периодическому изменению в пленке концентрации вакансий. Превышение температуры пленки ΔT над равновесной T_0 определяется через тепловое сопротивление пленки R_T и рассеиваемую мощность тестового сигнала P :

$$\Delta T = T - T_0 = R_T P = R_T K \rho_{\text{пл}} I_1^2 \sin^2 \omega_1 t, \quad (2)$$



Зависимости относительной СПМ шума (а) и амплитуды напряжения третьей гармоники (б) от внутренних механических напряжений для пленок молибдена (кривые 1) и хрома (кривые 2)

где T - температура пленки с учетом воздействия тестового сигнала ($\Delta T \ll T_0$); $K = L/Wh$, L и W - длина и ширина пленки соответственно; h - толщина; $\rho_{пл}$ - удельное сопротивление пленки. Зависимость $\rho_{пл}$ от температуры можно представить в виде:

$$\rho_{пл}(T) = \rho_{01}(1 + \beta\Delta T) + A \exp[-E_v/k(T_0 + \Delta T)]. \quad (3)$$

Здесь ρ_{01} - удельное сопротивление, обусловленное рассеянием на фононах при рабочей температуре T_0 , устойчивых дефектах и на границах поверхности пленки; β - температурный коэффициент сопротивления ($\beta > 0$); A - множитель, определяющий вклад в $\rho_{пл}$ рассеяния на вакансиях. Падение напряжения тестового сигнала на пленке:

$$U_1 = \rho_{пл} K I_1 \sin \omega_1 t. \quad (4)$$

После подстановки (3) и (2) в (4) и разложения в ряд по степеням ΔT ($E_v \Delta T / kT_0^2 \ll 1$), получим для амплитуды напряжения третьей гармоники:

$$U_3 = \frac{R_T K^2 \rho_{01} \rho_{пл}^2 I_1^3}{4} [\beta + A E_v / kT_0^2 \rho_{01} \exp(-E_v / kT_0)]. \quad (5)$$

Первое слагаемое в (5) связано с механизмом рассеяния носителей на фононах, второе - с процессами активации вакансий тестовым сигналом. Последнее будет преобладать для пленок с повышенной концентрацией вакансий, что даст экспоненциальную зависимость U_3 от температуры и механических напряжений. Этот случай имеет место для исследованных пленок Cr и Mo. На рис.б приведены экспериментальные зависимости U_3/I_1^3 от σ в полулогарифмических координатах для пленок Cr и Mo. Активационные объемы, определенные из этих зависимостей: $V_a = 2,3kT \Delta \lg(U_3/I_1^3) / \Delta \sigma$, равны $(1,3 \pm 0,4) \cdot 10^{-29} \text{ м}^3$ - для хрома и $(1,1 \pm 0,3) \cdot 10^{-29} \text{ м}^3$ - для молибдена. Эти величины близки к атомным объемам металлов и совпадают с активационными объемами, найденными из зависимостей $S(\sigma)$ рис. а. Количественное согласие между вычисленными значениями U_3 и экспериментальными достигается, если принять атомную долю вакансий в (1) $n_v \approx 10^{-3} \div 10^{-4}$, что вполне приемливо для тонких пленок¹³.

Полученные результаты подтверждают вакансионный механизм $1/f$ шума и эффектов нелинейности в металлических пленках с повышенной концентрацией подвижных дефектов, связанный с процессами рождения и аннигиляции вакансий в различного рода стоках.

В объеме пленки основными стоками (источниками) вакансий являются границы зерен и поверхности микропор. При этом рождение вакансий происходит преимущественно на ступеньках при разрыве одной-двух связей в кристаллической решетке металла. Для высококачественных пленок с малой концентрацией подвижных дефектов (удельное электросопротивление таких пленок приближается к сопротивлению массивных металлов) наблюдается низкий уровень напряжения третьей гармоники и его линейная зависимость от температуры, обусловленная зависимостью $\rho_{пл}(T)$ из-за механизма рассеяния носителей на решетке в соответствии с (5). Шум вида $1/f$ в этих пленках также мал ⁷ и определяется известной формулой Хоуге ¹⁻³ при постоянной $\alpha_H \approx 2,0 \cdot 10^{-3}$.

-
1. Коган Ш.М., УФН, 1985, 145, 285.
 2. Weisman M.B., Rev. Mod. Phys., 1988, 60, 537.
 3. Hooge F.H., Physica B, 1990, 162, 344.
 4. Robinson F.N.H., Phys. Lett., A, 1983, 97, 162.
 5. Pelz J., Clarke J., Phys. Rev. Lett., 1985, 55, 783.
 6. Жигальский Г.П., Бакши И.С., Радиотехника и электроника, 1980, 25, 771.
 7. Потемкин В.В., Бакши И.С., Жигальский Г.П., Радиотехника и электроника, 1983, 28, 2211.
 8. Kirby P.L., Electronic Engineering, 1965, 37, 103.
 9. Гофман Р.У., Механические свойства тонких конденсированных пленок. В кн.: Физика тонких пленок. Под ред. Хасса Г. и Туна Р.Э. М.: Мир, 1968, 3.
 10. Куров Г.А., Жигальский Г.П., Учебное пособие по курсу "Физика пленок", М.: МИЭТ, 1980, ч.2.
 11. Жирифалько П., Статистическая физика твердого тела. М.: Мир, 1975.
 12. Киттель Ч., Введение в физику твердого тела. М.: Наука, 1978.
 13. Палатник Л.С., Фукс М.Я., Косевич В.М., Механизмы образования и структура конденсированных пленок. М.: Наука, 1972.