

ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

Шум вида $1/f$ и нелинейные эффекты в тонких металлических пленках

Г.П. Жигальский

Дан обзор результатов исследований $1/f$ -шума и нелинейных эффектов в тонких металлических пленках. Приводятся экспериментальные данные по зависимостям уровня $1/f$ -шума и коэффициента кубической нелинейности вольт-амперной характеристики (ВАХ) пленок от толщины, температуры, внутренних механических напряжений. Представлены также результаты исследования влияния микроструктуры пленок на уровень $1/f$ -шума. Спектральная плотность мощности $1/f$ -шума и коэффициент нелинейности ВАХ имеют активационную зависимость от температуры и экспоненциальную от внутренних механических напряжений для металлических пленок с повышенной концентрацией подвижных дефектов. Проанализирована физическая модель $1/f$ -шума и нелинейности ВАХ в металлических пленках. Модель основана на механизме рождения и гибели квазиравновесных вакансий в объеме пленки. Модель позволяет объяснить взаимосвязь между $1/f$ -шумом и нелинейностью ВАХ в металлических пленках и наблюдаемые экспериментальные результаты.

PACS numbers: 72.70.+m, 73.50.Td

Содержание

1. Введение (623).
2. Свойства $1/f$ -флуктуаций в проводящих материалах (624).
 - 2.1. Эмпирическая формула Хоуге.
 - 2.2. Некоторые экспериментальные результаты по $1/f$ -шуму.
 - 2.3. Модели и гипотезы физических механизмов $1/f$ -шума.
3. $1/f$ -шум в металлических пленках, вызванный микродефектами структуры (630).
 - 3.1. Первые идеи, предпосылки, модели.
 - 3.2. Вакансационная модель $1/f$ -шума.
 - 3.3. Экспериментальные результаты, подтверждающие вакансационный механизм шума вида $1/f$ в металлических пленках.
4. Нелинейные эффекты в тонких металлических пленках и их взаимосвязь с фликкерными флуктуациями (642).
 - 4.1. Общие замечания.
 - 4.2. Механизмы возникновения кубической нелинейности в металлических пленках.
 - 4.3. Экспериментальные результаты исследования кубической нелинейности ВАХ металлических пленок.
 - 4.4. Некоторые данные по квадратичной нелинейности ВАХ металлических пленок.
5. $1/f^2$ -шум (645).
6. Заключение (646).

Список литературы (646).

1. Введение

Исследование шума со спектром вида $1/f$, который называют также фликкерным, избыточным или фликкер-шумом (иногда токовым), является одной из важнейших проблем современной радиофизики в связи с тем, что, с одной стороны, природа этих флуктуаций не выяснена до конца, хотя вопрос об их происхождении обсуждается в научно-технической литературе на протяжении многих десятилетий, а с другой стороны, этот шум ограничивает чувствительность и стабильность многих радиоэлектронных устройств, требования к которым постоянно повышаются.

Указанные выше названия шума применяют и к шумам со спектром $1/f^\gamma$, где показатель формы спектра $\gamma > 0$. Термин же " $1/f$ -шум" обычно указывает на близость показателя γ к единице. Наиболее часто наблюдается фликкер-шум, для которого $0,8 \leq \gamma \leq 1,2$.

В последние годы резко возрос интерес к изучению $1/f$ -шума в тонких металлических пленках, что связано с широким применением их в различных областях физики и техники, и прежде всего в микроэлектронике, современный уровень развития которой предъявляет высокие требования к качеству тонких пленок различных материалов, используемых для создания коммутационных слоев, резисторов и контактов интегральных микросхем (ИМС).

Первые работы по изучению фликкер-шума выполнены в 1925–1926 гг. Джонсоном и Шоттки [1, 2]. С тех пор исследованием фликкерных флуктуаций в твердых телах занимались многие теоретики и экспериментаторы. Современные представления о фликкерном шуме

Г.П. Жигальский. Московский институт электронной техники (Технический университет), 103498 Москва, Россия
Тел. (095) 532-99-24
Факс (095) 530-22-33
E-mail: zh@orgland.ru

Статья поступила 19 июля 1996 г., после доработки 28 ноября 1996 г.

и связанных с ним проблемах систематизированы во многих монографиях и обзорах [3–14].

Во фликкерных флуктуациях находят отражение многие электронные и атомные процессы, проявляются особенности микроструктуры твердых тел, что позволяет использовать $1/f$ -шум как информативный параметр качества материалов и надежности полупроводниковых приборов и ИМС [15–19]. По $1/f$ -шуму удается прогнозировать электромиграционную стойкость тонкопленочной металлизации ИМС [20, 21].

За последние годы накоплен значительный экспериментальный и теоретический материал по $1/f$ -шуму в проводящих материалах. В настоящем обзоре предпринята попытка обобщить научные результаты по $1/f$ -шуму в сплошных металлических пленках, начиная с первой работы Хоуге в 1969 г. [22]. Модели $1/f$ -шума и экспериментальные результаты, подробно рассмотренные в ранее опубликованных обзورах [10–14], здесь широко не обсуждаются. Не рассматривается также квантовомеханическая теория $1/f$ -шума Ханделя [23–26] и вопросы, связанные с ее трудностями [27, 28], поскольку эта теория не может объяснить $1/f$ -шум в металлах, несмотря на имеющиеся попытки в ряде работ представить ее как теорию фундаментального механизма шума типа $1/f$ в твердых телах [7]. По этой же причине [12, 29] не рассматривается и ловушечная модель Мак Уортера [30, 10].

2. Свойства $1/f$ -флуктуаций в проводящих материалах

2.1. Эмпирическая формула Хоуге

В 1969 г. Хоуге и Хоппенбрауэр сообщили о наблюдении ими $1/f$ -шума в сплошных пленках золота [22]. Уровень шума хорошо описывался эмпирической формулой, которую Хоуге предложил ранее для полупроводников [31]. Для флуктуаций напряжения U на образце (при заданном токе I) или сопротивления R получено выражение

$$\frac{S_U(f)}{U^2} = \frac{S_R(f)}{R^2} = \frac{\alpha_H}{N_c f} = \frac{\alpha_H}{n_c V f}. \quad (2.1)$$

Здесь $S_U(f)$ и $S_R(f)$ — спектральные плотности (СП) флуктуаций напряжения и сопротивления образца соответственно; N_c — число носителей в образце: $N_c = V n_c$, где V — объем образца, n_c — концентрация электронов; f — частота. Безразмерный коэффициент $\alpha_H = 2 \times 10^{-3}$ получил название постоянной Хоуге, а выражение (2.1) называется формулой Хоуге. Дальнейшие исследования показали, что коэффициент α_H не является константой для разных материалов [10] и правильнее называть его параметром, на что указывает и сам Хоуге [32].

В [31] Хоуге высказано предположение, что $1/f$ -флуктуации во всех однородных материалах определяются формулой (2.1). Запись в виде (2.1) корректна в случае, когда наблюдаемая в эксперименте СП флуктуаций напряжения на образце пропорциональна квадрату приложенного напряжения или тока и обратно пропорциональна частоте. Выполнение закона $S_U \propto U^2$ позволяет перейти к относительному спектру флуктуаций S_U/U^2 и интерпретировать $1/f$ -шум как проявление равновесных флуктуаций сопротивления [8, 10, 11, 31].

Если закон квадратичной зависимости S_U от U не выполняется точно, тогда формулой Хоуге называют выражение [12]

$$S_U(f) = \frac{\alpha U^{2+\theta}}{N_c f^\gamma}. \quad (2.2)$$

Здесь параметр α является размерной величиной. Показатель γ может иметь значение, отличное от $\gamma = 1,0$, а показатель θ характеризует нелинейность вольт-амперной характеристики (ВАХ).

По опубликованным данным [10, 22, 33–36] параметр α для различных металлов имеет порядок величины $10^{-4} - 10^{-2}$. При этом зависимости для спектральной плотности мощности (СПМ) $1/f$ -шума от частоты в виде (2.2) в металлических пленках наблюдались в диапазоне частот $10^{-4} - 10^4$ Гц при значениях γ в пределах $0,8 \leq \gamma \leq 1,2$ [22, 33, 34, 36, 37].

В случае квадратичной зависимости СПМ шума от приложенного напряжения и значений показателя γ , близких к единице, уровень шума часто оценивают по безразмерному параметру α :

$$\alpha = \frac{S_U(f) n_c V f}{U^2}. \quad (2.3)$$

Считается, что, поскольку сопротивление полупроводников и металлов определяется концентрацией и подвижностью носителей заряда, $1/f$ -шум в них может возникнуть из-за флуктуаций либо числа носителей, либо подвижности. Однако имевшая место в литературе дискуссия по вопросу о том, флуктуации подвижности или числа носителей являются источником $1/f$ -шума в металлах, в настоящее время решена в пользу первого механизма [6, 12, 38, 39]. В работах [11, 32, 38] Хоуге, Вандам и Клейнпенинг установили, что для кремниевых резистивных слоев $1/f$ -шум обусловлен флуктуациями подвижности носителей тока. Было замечено уменьшение $1/f$ -шума в сильно легированных полупроводниках. Для объяснения этого эффекта авторы сделали предположение, что флуктуирует только та часть подвижности, которая обусловлена рассеянием на фононах, а вклад в подвижность, связанный с рассеянием на примесях, флуктуаций не испытывает. Заметим, что атомы легирующей примеси в кристалле можно рассматривать как стабильные дефекты. Специальные эксперименты [11, 40, 41] также свидетельствуют в пользу гипотезы о флуктуациях подвижности.

Одним из подтверждений механизма возникновения $1/f$ -шума в металлах из-за флуктуаций подвижности заряда является тензорный характер флуктуаций проводимости [10], установленный для пленок углерода, золота и хрома [29, 42]. Значительная анизотропия флуктуаций проводимости наблюдалась и в пленках висмута [43]. Как показано в работах [29, 44], флуктуации проводимости, имеющие анизотропный характер, могут возникать из-за флуктуаций подвижности, например, при рассеянии на статических или диффундирующими микродефектами структуры. В то же время для кремния наблюдались скалярные флуктуации проводимости [44], что согласуется с моделью флуктуаций числа носителей при захвате их ловушками.

В соответствии с гипотезой возникновения $1/f$ -шума вследствие рассеяния на фононах получено модифицированное выражение для параметра Хоуге α в виде

[11, 32, 45]

$$\alpha = \left(\frac{\mu}{\mu_L} \right)^2 \alpha_H, \quad (2.4)$$

где μ — эффективная подвижность носителей тока, μ_L — решеточная подвижность. Справедливость последнего выражения была доказана на основе измерений параметра α в полупроводниках при изменении подвижности носителей путем вариаций температуры и концентрации легирующих примесей [46, 47].

Таким образом, подтверждением гипотезы о возникновении $1/f$ -шума в фононных процессах являются экспериментальные результаты по снижению уровня $1/f$ -шума при уменьшении относительного вклада фононного рассеяния в общее сопротивление образца для кремния p- и n-типов. Наблюдалось также снижение параметра α при увеличении вклада рассеяния носителей на границах поверхности пленки (с уменьшением толщины) для висмута [48]. Однако все эти результаты не дают прямых доказательств возникновения $1/f$ -шума из-за решеточного рассеяния и объяснения его физического механизма. Это относится и к работам [49, 50], в которых вычисляется параметр α .

Повышенный уровень шума ($\alpha \sim 1$) был обнаружен в нитевидных кристаллах (усах) меди, олова, цинка и висмута [51, 52]. А для пленок висмута полученное Кларком и Воссом [33] значение α примерно в 10^3 раз меньше величины $\alpha_H = 2 \times 10^{-3}$, для манганина $\alpha < 10^{-4}$ [53, 54]. Пленки платины [55] и ниобия [56] также имели гораздо меньший шум. Это несоответствие может быть объяснено различием в оценках числа носителей N_c в образце. Как известно, эффективная концентрация электронов в металле, принимающих участие в проводимости, составляет десятые-сотые доли от их концентрации в зоне проводимости (электроны с энергиями в интервале kT вблизи энергии Ферми) [32, 57, 58]. Вместе с тем в более ранних публикациях параметр α оценивался по числу валентных электронов. Кларк и Восс [54] отмечали, что зависимость СПМ $1/f$ -шума висмутовых пленок лучше согласуется с экспериментом, если вместо числа носителей в формулу (2.1) подставить число атомов N_a . Однако в работах [48, 59] отмечалось, что этот вывод являлся следствием неправильной оценки числа носителей тока в пленке.

В работах [32, 60] Хоуге приводит теоретические и экспериментальные аргументы в пользу наличия множителя $1/N_c$ в выражении (2.1) (а не $1/N_a$), подтвержденные также экспериментально Клейнпенингом для полупроводников [61]. Вместе с тем для металлов такие подтверждения отсутствуют, и зависимость уровня $1/f$ -шума металлов именно от числа носителей тока нельзя считать строго доказанной.

Флитвуд и Джордано обнаружили зависимость параметра α от удельного сопротивления металлической пленки [36].

В дальнейшем справедливость формулы (2.1) для материалов, кроме металлических пленок и однородных полупроводников, была экспериментально обоснована для широкого класса объектов: диодов с pn-переходом и барьером Шоттки, полевых транзисторов и др. [6, 11, 38, 39], а также для точечных контактов [62, 63].

Из приведенных результатов следует, что формула (2.1) не является универсальной для описания $1/f$ -шума в

металлах и полупроводниках. Тем не менее она является единственным известным соотношением, позволяющим хотя бы приближенно оценить уровень $1/f$ -шума в однородных проводниках с точностью до одного-трех порядков величины.

2.2. Некоторые экспериментальные результаты по $1/f$ -шуму

2.2.1. При изучении природы шумов со спектром вида $1/f$ одной из важнейших проблем является вопрос о низкочастотной границе. Закон $1/f$ был неоднократно прослежен для различных электронных приборов вплоть до очень низких частот: $f_l \approx 5 \times 10^{-7} - 10^{-4}$ Гц [12, 64–67]. Высокочастотная граница спектра, как правило, маскируется тепловым шумом образца и собственными шумами измерительной установки. В сильно шумящих системах, например в угольных резисторах, $1/f$ -шум преобладает над тепловым вплоть до частот $f_h \sim 10^6$ Гц [68].

Основная трудность в объяснении $1/f$ -шума связана с выявлением физических механизмов генерации его на самых низких частотах, для чего требуется найти физические механизмы, обладающие большими временами корреляции ($\tau_{corr} \sim 1/f_l$).

2.2.2. Вопрос о стационарности флуктуаций со спектром вида $1/f$ имеет принципиальное значение при построении теории $1/f$ -шума и для понимания его природы. Идея о нестационарности $1/f$ -шума, впервые высказанная Малаховым [69], неоднократно развивалась в литературе [64, 70–72].

Предпринимались попытки исследовать стационарность $1/f$ -шума на основе анализа его статистических характеристик. В частности, Брофи [70, 73, 74] и другие авторы [75, 76] на основании такого рода экспериментов сделали вывод о нестационарности $1/f$ -шума. Однако, как было показано в работах [77, 78], эти выводы основаны на неправильной трактовке результатов, которые могут быть объяснены и без привлечения гипотезы о нестационарности шума.

Потемкин и Степанов исследовали статистические свойства $1/f$ -шума в полупроводниковых приборах [79, 80] и пришли к выводу, что предположение о нестационарности $1/f$ -шума в исследуемом диапазоне частот (25 Гц–10 кГц) не является необходимым. Общий вывод многих экспериментальных работ заключается в том, что никаких проявлений нестационарности $1/f$ -шума замечено не было (см. обзоры [10, 12]). Стационарность $1/f$ -шума проверялась Тандоном и Билгером [64]. Интенсивность шума оставалась неизменной для резистора в течение 2,5 лет и для полупроводникового стабилитрона — в течение 4,5 лет (в пределах погрешности измерений).

Имеется ряд экспериментов, в которых наблюдалось нестационарное поведение макропараметров. Так, в висмутовых пленках толщиной 150 нм Тандон и Билгер [64] обнаружили дрейф сопротивления со скоростью 0,001 % в час. Измеренный в этих образцах шум имел спектр $1/f^\gamma$ ($1.3 \leq \gamma \leq 1.5$), который авторы связывают с нестационарностью статистического процесса, проявляющегося в дрейфе сопротивления. Датта, Даймон и Хорн [81] нашли, что величина изменения сопротивления висмутовых пленок зависит от времени их выдержки после изготовления: она выше в свежеизготовленных пленках, и совсем не наблюдалось дрейфа сопротивле-

ния через две недели. Пленки висмута, нагретые до 150°C , а затем резко охлажденные до комнатной температуры, также не обнаруживали дрейфа сопротивления и имели тот же уровень шума.

Следует иметь в виду, что строгое понятие стационарности флюктуационного процесса к реальным физическим системам не применимо без указания времени релаксации процесса τ_{rel} и времени наблюдения τ_{obs} . Реальные физические объекты сохраняют неизменными свои параметры лишь в течение некоторого конечного интервала времени, а их флюктуационные характеристики могут изменяться со временем. При этом флюктуационный процесс можно рассматривать как квазистационарный, если выполняется условие $\tau_{\text{obs}} \ll \tau_{\text{rel}}$ [82, 83]. Реальные физические системы, не являясь внутренне идеально равновесными, приближаются к термодинамическому равновесию, стареют, либо поддерживаются в квазиравновесном состоянии. Процесс перехода системы к термодинамическому равновесию носит характер нестационарного случайного процесса, вызывающего $1/f$ -шум.

В настоящее время среди многих исследователей $1/f$ -шума установилось мнение, что фликкерные флюктуации в большинстве случаев имеют термодинамически равновесную природу.

2.2.3. Для выяснения природы фликкерного шума важно знать его амплитудное распределение, является ли оно гауссовым случайнм процессом, указывающим на то, что шум складывается из большого числа случайных источников (флюктуаторов). Гауссов характер $1/f$ -шума наблюдался неоднократно в различных образцах [70, 77]. На небольшое отклонение от нормального распределения $1/f$ -шума указывалось в [84, 85]. Возможной причиной этого, как отмечалось в [84], мог быть взрывной шум.

В работах [86, 87] измерены вероятностные характеристики текущей мощности $1/f$ -шума в тонкопленочных графитовых и хромовых микрорезисторах. Обнаружена существенная асимметрия гистограмм с длинным "хвостом" справа, что свидетельствует о сильной негауссости исследуемого $1/f$ -шума, которая наиболее сильно проявляется в образцах предельно малого объема. С увеличением объема образца уменьшается степень негауссости $1/f$ -шума. Так, образцы ниобия размером 10^{-11} см^3 , а также серебра, висмута и сплава AgPb объемом 10^{-14} см^3 имели выраженные признаки негауссовой статистики $1/f$ -шума [88], что указывает на малое число флюктуаторов в этих системах.

2.2.4. $1/f$ -флюктуации в однородных материалах (резистивные слои, полупроводники, металлические пленки и др.) многие исследователи связывают с флюктуациями проводимости, существующими и в отсутствие тока через образец. Если считать, что при задании постоянного тока I_0 , флюктуации напряжения на образце $U(t)$ возникают за счет флюктуаций не зависящего от тока сопротивления $R(t)$, то для СП флюктуаций напряжения имеет место квадратичная зависимость от тока [8]:

$$S_U(f) = I_0^2 S_R(f), \quad (2.5)$$

где $S_R(f)$ — спектральная плотность флюктуаций (СПФ) сопротивления.

Закон квадратичной зависимости СПМ шума от тока не всегда строго выполняется, поскольку сопротивление

образца в общем случае является нелинейной функцией тока I . Оно может быть представлено в виде степенного ряда с флюктуирующими во времени t коэффициентами [89, 90]:

$$R(I, t) = \sum_{n=0}^{\infty} R_n(t) I^n(t). \quad (2.6)$$

Нулевой не зависящий от тока член $R_0(t)$ определяет линейную часть ВАХ образца — закон Ома. С этим членом связаны равновесные флюктуации проводимости пленки, существующие без тока через образец. Коэффициенты при членах выше нулевого дают вклад в сопротивление, а следовательно, и в его флюктуации только при токе $I > 0$. Поэтому можно считать, что флюктуации этих коэффициентов связаны с неравновесными (нелинейными) флюктуациями проводимости, которые могут давать как стационарный, так и нестационарный шум.

Неравновесные флюктуации приводят к отклонению от квадратичной зависимости в (2.5). Возникновение неравновесных флюктуаций может быть обусловлено как различными механизмами переноса и рассеяния носителей тока [89, 90], так и локальными перегревами пленки из-за джоулева тепла [91]. При малых токах будет проявляться только равновесный $1/f$ -шум.

Так называемый $1/\Delta f$ -шум [95] возникает из-за флюктуаций коэффициента $R_0(t)$, тогда как флюктуации коэффициентов R_1 и R_2 (квадратичного и кубического членов ВАХ) приводят к модуляции $1/f$ -шумом второй и третьей гармоник сигнала-отклика, возникающего при гармоническом воздействии на образец [89, 90].

Тот факт, что $1/f$ -шум во многих случаях является следствием флюктуаций линейной части сопротивления резистора, был неоднократно подтвержден в экспериментах на неметаллических образцах. Это доказывают наблюдения $1/\Delta f$ -шума [95–99], который возникает при протекании через резистор переменного тока с частотой f_1 и является следствием амплитудной модуляции напряжения на образце. При этом, если $1/f$ -шум связан с флюктуациями линейной части сопротивления образца, то в двух боковых полосах от частоты f_1 возникает шумовой спектр, изменяющийся по тому же $1/f$ -закону, как и при нулевой частоте в случае протекания через резистор постоянного тока. Джонс и Фрэнсис пропускали через резистор одновременно постоянный и переменный токи [97]. Возникающие при этом $1/f$ - и $1/\Delta f$ -шумы оказывались полностью коррелированными, что свидетельствовало в пользу равновесного характера флюктуаций сопротивления.

Равновесный характер флюктуаций сопротивления был также доказан в прямых экспериментах Воссом и Кларком по измерениям флюктуаций СПМ теплового шума пленок InSb и островковых пленок ниобия при отсутствии тока через образец, которые имели спектр вида $1/f$. Эти флюктуации обнаруживались также при пропускании постоянного, синусоидального и импульсного токов [33, 53]. При всех способах измерения спектр $1/f$ -шума был один и тот же. Аналогичные результаты получили Бек и Спрут на угольных пленках [100]. Эти результаты указывают на то, что в упомянутых экспериментах ни постоянный, ни переменный токи не являются причиной $1/f$ -шума, а обусловлен он равновесными флюктуациями сопротивления.

Вместе с тем в сплошных пленках молибдена, осажденных на окисленном кремнии методом магнетронного распыления при сравнительно малых скоростях конденсации ($w_{\text{cond}} = 1 \text{ нм с}^{-1}$), наблюдался значительный вклад в СПМ $1/f$ -шума флуктуаций квадратичного члена ВАХ (до 60 % на частоте 10 Гц) при сравнительно малой плотности постоянного тока через образец ($j < 5 \times 10^4 \text{ А см}^{-2}$) [89, 90]. Эти пленки имели повышенную концентрацию примесей реактивных газов и наблюдаемый в них неравновесный $1/f$ -шум, по-видимому, связан с проявлением неметаллических механизмов проводимости.

2.2.5. Различие в уровне $1/f$ -шума в пленках, осажденных на подложках различных типов, наблюдалось в [12, 35, 36, 101]. Уровень $1/f$ -шума в пленках олова и индия снижался при увеличении теплопроводности подложки (стекло или сапфир) и улучшении тепловой связи с ней. Обнаружено, что наиболее сильное влияние на $1/f$ -шум оказывает подложка вблизи перехода металлов в сверхпроводящее состояние [102, 103]. Поскольку в этом случае температурный коэффициент сопротивления имеет аномально высокие значения, предполагается, что фликкер-шум обусловлен термическими флуктуациями [33, 53, 104].

Вместе с тем в ряде работ влияния подложки на $1/f$ -шум не было обнаружено: уровень шума пленок серебра, меди, золота, свинца, платины не зависел от типа подложки (стекло, плавленый кварц, сапфир) [34, 36, 101]. Он оставался неизменным при нахождении пленок серебра, золота, меди, никеля на воздухе, в гелии или в вакууме и не изменялся при нанесении на образец слоя монооксида кремния [34].

Не наблюдалось также различия в уровне шума для пленок Cr и Al, осажденных в одинаковых условиях на подложки с существенно различными коэффициентами теплопроводности [105, 106]: для Cr — на ситалле и окисленном кремнии [105], для Al — на стекле и окисленном кремнии [106]. Эти результаты говорят о том, что механизм возникновения шума в указанных случаях обусловлен процессами, происходящими в объеме, и исключает влияние условий теплообмена пленки с подложкой или окружающей средой [12, 101].

Вместе с тем следует иметь в виду, что наблюдаемое в некоторых экспериментах влияние подложки на $1/f$ -шум может быть связано как с влиянием ее на микроструктуру пленки [105], так и на уровень термических напряжений в пленках [107].

2.3. Модели и гипотезы физических механизмов $1/f$ -шума

Для объяснения $1/f$ -шума в твердых телах разработан ряд моделей, имеющих свои области применения. Существуют два основных подхода к объяснению $1/f$ -шума в проводящих материалах. В первом из них рассматривают равновесные модели, дающие стационарный шум, во втором — деградационные, описывающие нестационарные процессы (процессы установления термодинамического равновесия, процессы старения). При первом подходе полагают, что спектр вида $1/f^\gamma$ имеет место в ограниченном диапазоне частот от f_1 до f_h . В задачу теории входит объяснение границ частотного диапазона и температурной зависимости $1/f$ -шума.

4*

2.3.1. Большое распространение получила модель "экспоненциально широкого распределения времен релаксации" [6, 10, 12], в которой $1/f$ -шум трактуется как суперпозиция релаксационных случайных процессов, характеризующихся распределением времени релаксации τ , которое является непрерывным в некотором интервале от τ_l до τ_h ($\tau_l \gg \tau_h$) и описывается функцией распределения $g(\tau)$.

В простейшем случае, когда кинетика флуктуаций случайной величины $x(t)$ характеризуется одним временем релаксации τ , СП флуктуаций имеет вид лоренцевской функции [5, 8]

$$S_x(f) \propto \frac{\tau}{1 + \omega^2 \tau^2}. \quad (2.7)$$

Если флуктуации величины $z(t)$ описываются набором времен релаксации τ с непрерывной функцией распределения $g(\tau)$, то СП флуктуаций $z(t)$ определяется путем интегрирования выражения (2.7) со статистическим весом $g(\tau)$ [4, 5, 8]:

$$S_z(f) = \int_0^\infty g(\tau) S_x(f) d\tau. \quad (2.8)$$

В частности, если распределение весовой функции подчиняется закону

$$g(\tau) \propto \frac{1}{\tau} \quad (\tau_h \leq \tau \leq \tau_l), \quad (2.9)$$

то из (2.8) следует $1/f$ -спектр в диапазоне частот $f_l \ll f \ll f_h$, где

$$f_{l,h} = \frac{1}{2\pi\tau_{l,h}}. \quad (2.10)$$

Требуемое распределение (2.9) получается, если процессы, ответственные за $1/f$ -шум, активационные. Как известно [108], среднее время пребывания атома в потенциальной яме глубиной E_a равно $\tau = \tau_0 \exp(E_a/kT)$, где τ_0 — период тепловых колебаний атома ($\tau_0 \approx 10^{-13} \text{ с}$), k — постоянная Больцмана, T — абсолютная температура.

Если распределение энергии активации E_a равномерно в достаточно широком интервале: $G(E_a) = \text{const}$ ($E_l \leq E_a \leq E_2$), то для границ $1/f$ -спектра имеем

$$f_{l,h} = f_0 \exp\left(-\frac{E_{2,1}}{kT}\right). \quad (2.11)$$

Здесь $f_0 = \tau_0^{-1}$ — средняя частота тепловых колебаний атома.

Для случая распределения весовой функции по закону $g(\tau) \propto \tau^{\gamma-2}$ следует спектр вида $1/f^\gamma$ [6].

Для строгого выполнения закона $1/f$ функция распределения энергии должна быть непрерывной, хотя $1/f$ -спектр с удовлетворительной точностью может моделироваться и дискретным набором процессов, например, если на декаду частот приходится только один релаксационный процесс [109, 110]. При распределении энергии активации от E_1 до E_2 число частотных декад, в которых наблюдается $1/f$ -спектр, оценивается по формуле [81]

$$\frac{f_h}{f_l} \sim \exp\left(\frac{E_2 - E_1}{kT}\right). \quad (2.12)$$

Модель экспоненциально широкого распределения энергий активации впервые применена Ван дер Зилом [111] и Дю Пре [112] для объяснения $1/f$ -шума в полупроводниках случайным набором энергий ионизации атомов и впоследствии применялась при анализе $1/f$ -шума в различных типах неупорядоченных систем.

Для металлических пленок по данным работы [34] Датта и Хорн показали, что распределение $G(E_a)$ не является равномерным, чем объясняется наблюдаемое отклонение показателя γ от единицы [81].

2.3.2. Наиболее универсальной моделью для объяснения $1/f$ -шума является модель двухуровневых систем (ДУС), в которой высоты локальных энергетических барьеров — случайные величины [12, 13]. Анализ изолированной ДУС с двумя локальными минимумами, разделенными относительно низким потенциальным барьером, приводит к модели $1/f$ -шума, предложенной Коганом и Нагаевым для случая туннельного перехода частиц [10, 113, 114], Датта и Хорном — для случая активационного перехода частиц [12]. Эта модель исследована также Якимовым [115] и Козубом [116] применительно к металлическим пленкам и к туннельным контактам. Спектр процесса имеет вид $1/f$, если высоты локальных барьеров ΔE равномерно распределены в диапазоне значений от ΔE_1 до ΔE_2 [115]. Нижняя и верхняя частоты спектра определяются соотношением

$$f_{l,h} = f_0 \exp\left(-\frac{\Delta E_{2,1}}{kT}\right), \quad \Delta E_1 \leq \Delta E \leq \Delta E_2, \quad (2.13)$$

где через ΔE_1 и ΔE_2 обозначены характерные значения энергии активации, в пределах которых распределение можно считать равномерным.

Спектр вида $1/f$ также может быть получен и для случая распределения превышений энергий активации ΔE большемановского типа [115, 117], однако физические механизмы, приводящие к такому виду распределения, остаются невыясненными.

2.3.3. Среди известных математических моделей $1/f$ -шума следует отметить следующие. Для получения спектра вида $1/f^\gamma$ иногда используют представление случайногопроцесса в виде пуассоновской последовательности импульсов. При этом используют различные формы задания импульсов: Шенфельда [4, 6, 69] или Хальфорда [118]. В первом случае спектр на низких частотах определяется медленно спадающим "хвостом" импульса ($\propto t^{-1/2}$). Во втором случае границы частотного диапазона определяются распределением длительности импульсов.

Математически $1/f$ -спектр может быть получен из белого шума с помощью интегрирования дробного порядка [4, 8]. В частности, если к бесконечной RC -цепочки подключить источник белого шума, то напряжение на ней будет иметь спектр вида $1/f$ [109, 119]. При конечной длине RC -цепочки появляется низкочастотная граница $1/f$ -шума [120].

2.3.4. Наиболее широкую известность применительно к металлическим пленкам приобрела гипотеза Восса и Кларка о связи $1/f$ -шума с равновесными температурными флуктуациями [33, 53, 54]. Температура любого тела, находящегося в тепловом равновесии с окружаю-

щей средой, играющей роль термостата при средней температуре T_0 , испытывает флуктуации, обусловленные теплообменом тела со средой. Средний квадрат этих флуктуаций равен [121]

$$\overline{\delta T^2} = \int_0^\infty S_T(f) df = \frac{kT_0^2}{C}, \quad (2.14)$$

где C — теплоемкость тела, $S_T(f)$ — СП флуктуаций температуры.

Согласно модели Кларка и Восса, флуктуации температуры приводят к флуктуациям сопротивления образца R около среднего значения и к флуктуациям напряжения U на образце в режиме заданного тока I ($U = RI$). Относительные СП флуктуаций напряжения $S_U(f)/U^2$ или сопротивления $S_R(f)/R^2$ определяются как

$$\frac{S_U(f)}{U^2} = \frac{S_R(f)}{R^2} = \beta^2 S_T(f), \quad (2.15)$$

где β — температурный коэффициент сопротивления (ТКС) пленки.

Восс и Кларк [33] измеряли шум в сплошных пленках золота, серебра, меди, олова, висмута и сплава манганина при комнатной температуре. Во всех пленках, кроме манганина, наблюдался шум со спектром вида $1/f$. Поскольку манганин имеет низкий ТКС ($\beta < 10^{-4} \text{ K}^{-1}$), авторы рассматривают полученный результат как указание на то, что наблюдаемый шум вызывается флуктуациями температуры.

СП флуктуаций температуры $S_T(f)$ авторы работы [33] вычислили путем решения уравнения теплопроводности для флуктуаций температуры $\delta T(t)$ с ланжевеновскими источниками и получили степенную зависимость $S_T(f)$, характерную для диффузионного процесса с показателем $\gamma = 0,5$ и $\gamma = 1,5$, но не содержащую области спектра вида $1/f$ ($\gamma = 1$). Чтобы объяснить $1/f$ -шум, они ввели в спектр $S_T(f)$ эмпирическую $1/f$ -область, в которой $S_T(f) \propto 1/f$ в диапазоне частот от f_1 до f_2 , определяющиеся обратными временами распространения тепла на длину L и ширину b пленки соответственно. Используя условие нормировки (2.14), авторы работы [33] получили

$$S_T(f) = \frac{kT^2}{cV[3 + \ln(f_2/f_1)]f} \quad (f_1 \leq f \leq f_2), \quad (2.16)$$

где c — удельная теплоемкость. Характерные частоты f_1 и f_2 определяются через коэффициент температуропроводности металла D_T :

$$f_1 = \frac{D_T}{\pi L^2}, \quad f_2 = \frac{D_T}{\pi b^2}. \quad (2.17)$$

По сути дела, спектр вида $1/f$ был постулирован. Измеренный в [33] уровень $1/f$ -шума оказался близок по величине к значению СПМ (2.16). Этот результат рассматривался как аргумент в пользу гипотезы, что $1/f$ -шум обусловлен равновесными флуктуациями температуры.

Как показал Ван дер Зил [6], выражение (2.16) формально эквивалентно формуле Хоуге (2.1) и дает нужный порядок величины параметра α , поскольку, согласно закону Дюлонга и Пти, теплоемкость $C = 3N_a k$, где N_a — число атомов в образце, через которое определяется число носителей тока N_c , входя-

щее в формулу (2.1). Всегда следует иметь в виду некоторую степень произвола в подобных сравнениях из-за возможных ошибок в определении числа эффективных носителей в образце, что уже отмечалось в разделе 2.1.

Подтверждением того, что флуктуации температуры являются источником $1/f$ -шума в металлических пленках, служили эксперименты по наблюдению пространственной корреляции флуктуаций на частотах $f \sim 1$ Гц между различными частями пленок висмута [33] и хрома [122]. Однако в работах [124, 125] пространственная корреляция не обнаруживалась даже тогда, когда пленки находились в хорошем тепловом контакте [124].

Наблюданная в пленках хрома [122] зависящая от частоты f корреляционная длина $L_{\text{corr}} \sim 1$ мм достаточно точно совпадает с предсказываемой теорией [33, 123]:

$$L_{\text{corr}} = \left(\frac{D_T}{\pi f} \right)^{1/2}. \quad (2.18)$$

В [122] для $1/f$ -шума обнаружено возрастание коэффициента пространственной корреляции (КПК) r с увеличением удельной мощности, рассеиваемой пленкой. Анализ зависимостей, приведенных в [122] показывает, что КПК экстраполируется к значению $r = 0$ при $P_{\text{sp}} \simeq 0,02$ Вт см^{-2} (перегрев пленки в этом случае $\Delta T < 2$ К). Эти результаты согласуются с теоретическим расчетом Якимова [126], где показано, что пространственная корреляция флуктуаций в пленке связана не с равновесными флуктуациями температуры, а возникает из-за собственных (первичных) дельта-коррелированных в пространстве флуктуаций сопротивления пленки (природа их не определена). Эти флуктуации могут быть связаны, например, с флуктуациями числа вакансий в образце (см. раздел 3). Последние индуцируют флуктуации температуры, которые имеют конечный радиус корреляции. Эффект усиливается за счет джоулева нагрева вследствие тепловой обратной связи. При малых перегревах пленки пространственная корреляция $1/f$ -шума не должна наблюдаться. Этот результат позволяет объяснить отсутствие корреляции в экспериментах [124], где перегрев образцов при измерении корреляции не превышал 1 К. При малой рассеиваемой мощности корреляция отсутствовала и в экспериментах [122].

Вместе с тем наблюдаемая в [122] пространственная корреляция шума имеет термодиффузионную природу и обусловлена теплообменом между различными частями пленки хрома. Подтверждением этому служит тот экспериментальный факт, что корреляции не наблюдалось в образцах, в которых отводы были выполнены из пленки алюминия толщиной около 1 мкм, осажденной сверху пленки хрома. Пленка Al, являясь хорошим теплоотводом, не допускает распространения температурных волн между соседними участками пленки хрома.

Основные трудности в термодиффузионной теории шума [33] связаны с тем, что она предсказывает спектр вида $1/f$ в сравнительно узком диапазоне частот (около 4 декад для пленочных образцов типичных размеров), а также с объяснением спектра на низких частотах ($f < f_1$), поскольку теория дает насыщение спектра: $S_T(f) = \text{const}$ или $S_T(f) \propto \ln \omega^{-1}$ на частотах ($f < f_1$). На высоких частотах ($f > f_2$) для пленки $S_T(f) \simeq f^{-3/2}$ [33].

Катхен и Кларк [127] наблюдали плато в спектре на низких частотах для свободно подвешенных оловянных пленок вблизи сверхпроводящего перехода, а в [122, 128] исследована зависимость характерной частоты f_2 , определяемой соотношением (2.17), от ширины пленки для хрома. Получено хорошее совпадение результатов расчета для частоты f_2 и эксперимента. Однако уровень шума, наблюдавшийся в [128], на пять порядков величины был больше, чем следует из модели равновесных флуктуаций температуры. Как указывается в [128], наблюдавшийся шум обусловлен неравновесными температурными флуктуациями, хотя механизм их не определен. Подтверждением этому служат экспериментальные данные, показывающие, что перегибы в спектре, как и пространственная корреляция в [122], наблюдаются при достаточно большой мощности, рассеиваемой пленкой (рис. 1). Как видно из рисунка, с увеличением тока появляются перегибы в спектре и увеличивается показатель γ (в области $1/f^\gamma$ -спектра). При этом зависимость СПМ-шума от тока отклоняется от квадратичной, что указывает на проявление неравновесных флуктуаций проводимости [89, 90], которые могут быть связаны с локальными перегревами пленки и с генерацией избыточных вакансий [91].

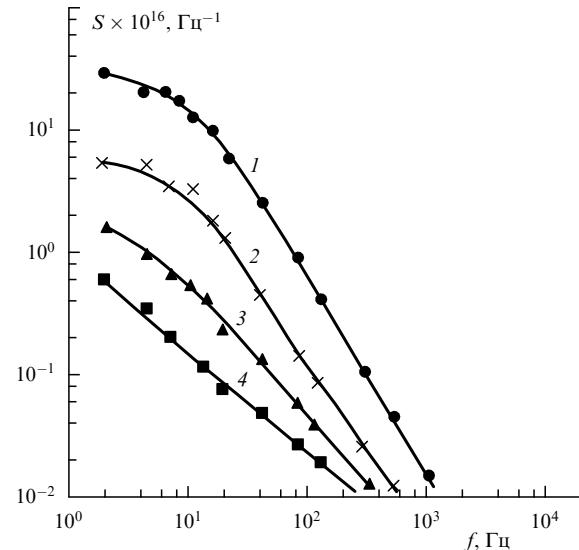


Рис. 1. Зависимость СПМ фликкер-шума S от частоты при толщине пленки $h = 100$ нм, ширине $b = 0,22$ мм, $\rho = 40$ мкОм см и различных токах через образец [128]: 1 — $I = 10$ мА; 2 — 8 мА; 3 — 5 мА; 4 — 2 мА.

Хотя гипотеза о связи $1/f$ -шума с равновесными температурными флуктуациями не согласуется со многими экспериментальными результатами по $1/f$ -шуму металлов (в частности, термодиффузионная теория не может объяснить активационной зависимости $1/f$ -шума от температуры [34, 129]), тем не менее этот механизм связан с универсальным источником флуктуаций в физических системах [82], что и способствовало появлению достаточно большого количества работ по данной проблеме [130–133]. Предпринимались попытки получить $1/f$ -спектр шума из термодиффузионного процесса или из процесса диффузии любых частиц [134–139]. При определенных допущениях и выборе соответствующих

граничных условий удается получить $1/f$ -спектр шума в ограниченной области частот.

Согласно модели $1/f$ -шума, предложенной Климоновичем [135, 136], "естественный избыточный шум" существует в области низких частот в системах диффузионного типа любой природы при броуновском движении. Интенсивность шума обратно пропорциональна числу частиц в системе. При этом вид спектра не зависит от формы тела. Нижняя частота спектра определяется временем наблюдения.

2.3.4. Применительно к тонким проводящим пленкам, обладающим структурной неравновесностью, заслуживает внимания модель Якимова диффузационной перестройки структуры [72], где $1/f$ -шум трактуется как нестационарный случайный процесс, обусловленный диффузионной деградацией образца. Спектр этих флюктуаций имеет вид $1/f^\gamma$, где $\gamma = 3/2$. Однако в отожженных пленках структура стабильна, и $1/f$ -шум не может быть объяснен процессами структурной перестройки. В [140] механизм $1/f$ -шума в металлических пленках связывается с процессами физической сорбции и десорбции газов из окружающей среды. И хотя адсорбционный механизм $1/f$ -шума при определенных условиях может проявляться [141], однако с помощью его не удается объяснить многие экспериментальные результаты.

2.3.5. Следует отметить, что для всех стационарных моделей шум вида $1/f$ имеет место в ограниченном интервале частот от f_l до f_h , что можно рассматривать как следствие термодинамических ограничений, накладываемых на механизм $1/f$ -шума [142]. Термодинамика не допускает существования шума с $1/f$ -спектром в неограниченном диапазоне частот.

3. $1/f$ -шум в металлических пленках, вызванный микродефектами структуры

3.1. Первые идеи, предпосылки, модели

В работах Эберхарда и Хорна [34, 144] высказано предположение, что $1/f$ -шум в металлических пленках связан с диффузией вакансий, а возрастание его уровня с температурой объясняется увеличением их концентрации. Робинсон в [145] выдвинул гипотезу, согласно которой возможным источником $1/f$ -шума металлов является хаотическое движение "вмороженных" в решетку дефектов.

Пелз и Кларк [146] получили экспериментальное доказательство связи уровня $1/f$ -шума с концентрацией дефектов в поликристаллических пленках меди. Дефекты создавались путем бомбардировки пленок быстрыми электронами с энергией 500 кэВ при температуре $T = 90$ К. Обнаружено, что приращение сопротивления пленки $\Delta\rho_f$ пропорционально концентрации общего числа дефектов n_d . В то же время приращение СПМ $1/f$ -шума, выраженной через параметр α согласно (2.3), определяется соотношением $\Delta\alpha \propto n_d^{0.6} \propto \Delta\rho_f^{0.6}$ (рис. 2) (n_d включает и те дефекты, которые "заморожены" при $T = 90$ К). При отжиге уменьшается сопротивление и уровень шума.

Полученный результат авторы объясняют тем, что приращение фликкерного шума определяется подвижными дефектами, доля которых от общего количества

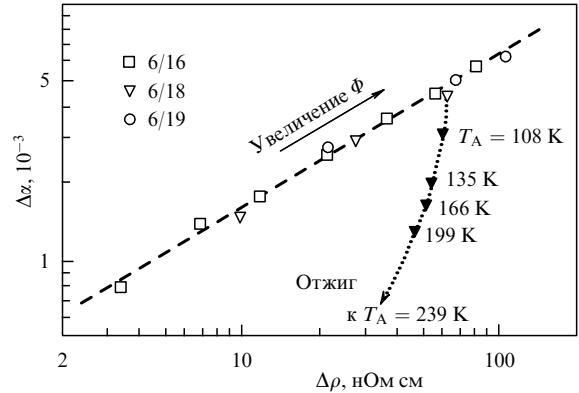


Рис. 2. Изменение приращения уровня $1/f$ -шума (параметра α) в зависимости от приращения удельного сопротивления для пленок Cu, вызванных увеличением дозы облучения Φ [146]. Штриховая линия соответствует зависимости $\Delta\alpha \propto \Delta\rho^{0.6}$. Темные треугольники соответствуют отжигу при последовательном увеличении температуры $T_{\text{анн}}$ до T_A . Для $T_A = 239$ К $\Delta\rho \approx 11.6$ нОм см, $\Delta\alpha \approx 7 \times 10^{-5}$.

мала ($\approx n_d^{0.6}$). Это подтверждается процессом отжига. (Под отжигом обычно понимают выдержку пленки в вакууме или в атмосфере инертного газа при повышенной температуре в течение определенного времени. Под термином "отжиг дефектов" понимают устранение дефектов из кристаллической решетки.) Подвижные дефекты отжигаются легче и при более низких температурах (от 100 до 200 К), что приводит к снижению добавочного шума примерно на один порядок величины при повышении температуры от 100 до 200 К (рис. 3а). В то же время сопротивление образца в данном температурном интервале не изменяется, поскольку оно в

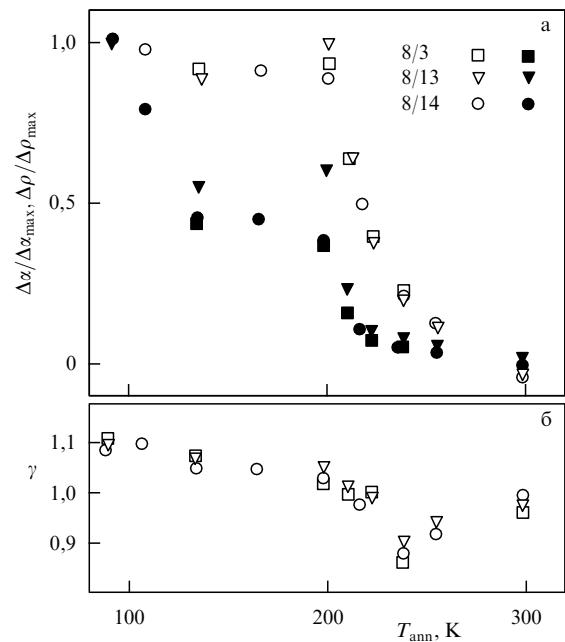


Рис. 3. Поведение при отжиге облученных пленок Cu, имеющих после облучения приращение сопротивления $\Delta\rho_{\text{max}} \approx 90$ нОм, и уровня шума $\Delta\alpha_{\text{max}} \approx 6 \times 10^{-3}$ [146]: (а) восстановление уровня $1/f$ -шума (темные точки) и сопротивления (светлые точки) в зависимости от температуры отжига; (б) зависимость показателя γ от температуры отжига.

основном обусловлено другими видами наведенных дефектов, которые отжигаются при более высоких температурах (от 200 до 300 К). Поэтому добавочное сопротивление уменьшается примерно на порядок величины при повышении температуры от 200 до 300 К, а избыточный шум в этом диапазоне температур практически не изменяется. Данный результат авторы объясняют тем, что $1/f$ -шум в металлических пленках возникает за счет подвижных дефектов, хотя тип этих дефектов остался невыясненным. При отжиге дефектов происходит также уменьшение показателя γ (рис. 3б).

В работе [147] Пелз и Кларк установили, что в пленках меди, легированных индием, избыточная СПМ шума прямо пропорциональна избыточному удельному сопротивлению, обусловленному радиационными повреждениями. Вместе с тем бомбардировка криptonом, которая вызывает больше кластерных дефектов, чем точечных, дает несколько меньшее превышение шума на единицу превышения удельного сопротивления по сравнению со случаем бомбардировки электронами. Предполагается, что наиболее "шумящими" дефектами в кристалле являются вакансы. Так же, как Пелз и Кларк [146], Фливид и Джордано [148] обнаружили, что отжиг аморфных пленок AuPd уменьшает СПМ шума приблизительно на порядок величины при 300 К, в то же время сопротивление уменьшается в 1,3 раза.

Исследования, проведенные на пленках десяти различных металлов в [55], показали сильную связь между среднеквадратичными флуктуациями сопротивления и частью его, обусловленной рассеянием на дефектах. Последнее оценивалось по остаточному сопротивлению при $T = 4,2$ К.

Согласно модели Миллера [149], шум вида $1/f$ возникает в металлических пленках вследствие рождения и аннигиляции дефектов на поверхности пленки, в частности вакансий, как результат процесса диффузии их в среде. Однако поверхностная модель $1/f$ -шума в металлах, как уже отмечалось, не согласуется с экспериментом.

Коган и Нагаев в работе [150] исследовали вклад в $1/f$ -шум релаксационных процессов, которые обусловливают внутреннее трение (ВТ) в металлах. Как известно [151], на низких частотах ВТ создается движением различных дефектов. Предположение о широком распределении времен релаксации дефектов приводит к $1/f$ -спектру токового шума [150]. При этом оценки интенсивности $1/f$ -шума из данных по ВТ удовлетворительно согласуются с наблюдаемыми в металлических пленках значениями параметра Хоуге $\alpha \approx 2 \times 10^{-3}$. Это позволило авторам предположить, что возникновение $1/f$ -шума в металлах связано с теми же процессами движения или переориентации дефектов, которые ответственны за затухание упругих механических колебаний.

Таким образом, рядом исследователей показано, что $1/f$ -шум в металлических пленках связан с микродефектами структуры. Однако требуется конкретизация вида дефектов, ответственных за $1/f$ -шум, и объяснение широкого распределения их энергии активации, необходимого для обоснования спектра вида $1/f$ в широком диапазоне частот.

3.2. Вакансационная модель $1/f$ -шума

Среди различных типов дефектов наиболее важное значение для металлов имеют вакансы, поскольку для

их возникновения и миграции требуется сравнительно небольшая энергия. Движение и перестройка других дефектов происходит при участии вакансий. Вклад в удельное сопротивление вакансий определяется [152] как

$$\rho_v(t) = A n_v(t) = A \frac{N_v(t)}{N_a}, \quad (3.1)$$

где A — коэффициент пропорциональности, n_v — атомная концентрация вакансий; N_v , N_a — число вакансий и атомов в образце.

Атомная концентрация равновесных вакансий равна [152, 153]

$$n_v = A_v \exp\left(-\frac{u_v - \sigma V_v}{kT}\right) = A_v \exp\left(-\frac{E_v}{kT}\right), \quad (3.2)$$

A_v — энтропийный множитель, u_v — внутренняя энергия образования вакансий, σ — механические напряжения, V_v — объем образования вакансий, E_v — энергия активации образования вакансии.

Для массивных металлов $A_v \approx 1$ [152]. Для пленок $A_v \gg 1$, что связано с высокой квазиравновесной концентрацией вакансий в них, которая, как известно [154, 155], при комнатной температуре может достигать 0,1–1 ат. %. Это на много порядков превышает концентрацию равновесных вакансий в массивных металлах.

Будем считать, что $1/f$ -шум в металлических пленках обусловлен флуктуациями сопротивления вследствие флуктуаций числа вакансий N_v в образце, характеризующихся временем жизни τ_v , которое является случайной величиной [156]. Появление вакансии повышает сопротивление на величину ΔR в течение времени τ_v .

Время жизни вакансий определяется средним расстоянием между источниками (стоками) вакансий. При этом среднее число скачков вакансий η от момента рождения до ее гибели может быть велико. Так, в экспериментах [157] для равновесных вакансий в алюминии получено значение $\eta = 8 \times 10^7$. Суммарное изменение сопротивления пленки из-за флуктуаций числа вакансий описывается суперпозицией прямоугольных импульсов с амплитудой ΔR и длительностью τ_v . При этом спектр флуктуаций напряжения на образце определяется через спектр флуктуаций числа вакансий S_{Nv} [156]:

$$S = \frac{S_U(f)}{U^2} = \frac{S_{\rho f}(t)}{\rho_f^2} = \frac{A^2}{\rho_f^2 N_a^2} S_{Nv}(f), \quad (3.3)$$

где $S_{\rho f}(f)$ — СП флуктуаций удельного сопротивления пленки; $S_{Nv}(f)$ — СП флуктуаций числа вакансий в пленке.

Для однородного образца, каким является массивный металл или пленка с совершенной структурой, стоки вакансий распределены по объему равномерно. При этом вероятность уничтожения каждой вакансии в любом интервале времени в течение ее жизни постоянна. События рождения и уничтожения вакансий статистически независимы, а среднее время оседлой жизни вакансий равно [157]

$$\tau_{v0} = \tau_0 \exp\left(\frac{E_v}{kT}\right). \quad (3.4)$$

В этом случае спектр мощности шума, возникающего при протекании тока I_0 через образец со средним числом

вакансий N_v , будет спектром Лоренца – Дебая [5, 157]:

$$S_U(f) = 4\overline{\Delta R^2}I_0^2N_v \frac{\tau_{v0}}{1 + \omega^2\tau_{v0}^2}, \quad (3.5)$$

где $\overline{\Delta R^2}$ — дисперсия флюктуаций сопротивления пленочного образца.

Спектр флюктуаций напряжения вида (3.5), связанный с термически активируемыми вакансиями, экспериментально наблюдался Келаско в Al-пленках с однородной микроструктурой со средним размером зерен около 0,5 мкм [157]. На рисунке 4 приведены энергетические спектры токового шума в пленках Al для двух температур из указанной работы. Кроме шума равновесных вакансий (кривые 1) на низких частотах наблюдается компонента шума со спектром $1/f^\gamma$, где $\gamma > 2$ (кривые 2). Поскольку измерения проводились при высоких температурах, можно допустить, что эта компонента неравновесного $1/f^\gamma$ -шума обусловлена диффузией атомов по границам зерен (см. раздел 5).

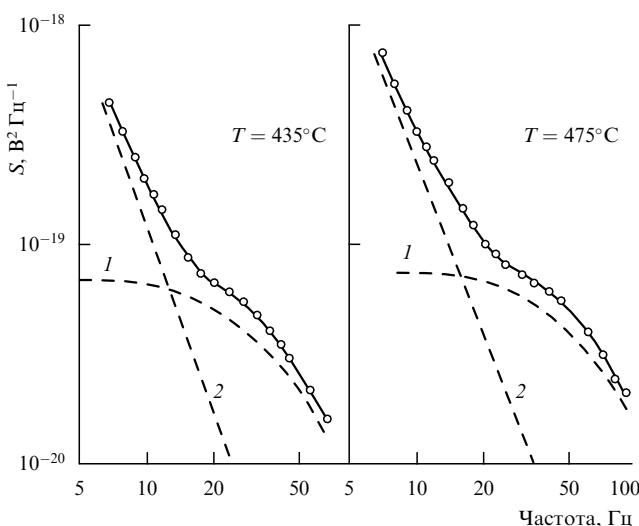


Рис. 4. Энергетические спектры токового шума в тонких пленках Al при двух различных температурах для плотности тока $j = 3,6 \times 10^5 \text{ А см}^{-2}$ [157]. Штриховые кривые соответствуют разложению экспериментальных данных на компоненты шума равновесных вакансий (кривые 1) и $1/f^\gamma$ -шума ($\gamma > 2$) (кривые 2). Точки усреднены по десяти образцам.

В тонких металлических пленках структура неоднородна. Имеются различные виды источников (стоков) вакансий, которые распределены неравномерно по объему пленки. В стоках вакансии могут рождаться и исчезать. Причем внутренняя энергия образования вакансии различна для каждого из них. Это связано с тем, что для образования вакансий атому требуется осуществить разрыв различного числа связей в зависимости от его местоположения (на границе зерна, дислокации или выступа, на поверхности поры) [158]. Основными стоками вакансий в металлах являются границы зерен, поры, дислокации. Для пленок границы зерен, по-видимому, являются одним из основных источников вакансий. Подтверждением этому служат экспериментальные результаты [157], где определенная средняя длина диффузионного пробега вакансий в пленках Al по порядку величины равна среднему размеру зерен.

Кристаллическая структура реальной пленки не находится в состоянии термодинамического равновесия. Имеющиеся в пленке различные дефекты повышают ее свободную энергию. Эти дефекты, являясь источниками и стоками вакансий, изменяют свое положение при испускании или поглощении вакансий: дислокации могут двигаться, поры расти. При отжиге пленки концентрация микродефектов уменьшается. После отжига при более низких температурах может реализоваться ситуация, когда дефекты окажутся зафиксированными: они не могут перемещаться, либо это происходит крайне медленно. В таком состоянии существует квазиравновесная концентрация вакансий для каждого источника [158]. Испускание или поглощение вакансии каким-либо источником не приводит к изменению свободной энергии кристалла. В этом смысле состояние является квазиравновесным (или локально равновесным), а возникающий при этом фликкер-шум вследствие флюктуаций числа вакансий можно считать квазистационарным.

При изменении внешних условий (температуры, тока и др.) пленка может перейти в неравновесное состояние и $1/f$ -флюктуации станут нестационарными, что подтверждается многими экспериментами.

Образование вакансии в идеальном кристалле требует разрыва примерно половины связей в кристаллической решетке в предположении присоединения ушедшего из объема атома к поверхности кристалла или поры. Энергия образования вакансии для металлов $u_v = 0,7 - 2,5 \text{ эВ}$ [158]. При этом энергия, приходящаяся на одну связь атома в кристаллической решетке, есть $u_{v1} = 0,1 - 0,5 \text{ эВ}$.

В состоянии термодинамического равновесия скорости рождения и исчезновения вакансий равны, так что средняя концентрация вакансий остается постоянной во времени. Время жизни вакансий τ_v зависит от расстояния между стоками L_v и определяется [158] соотношением

$$\tau_v = \frac{L_v^2}{\pi^2 D_v}, \quad (3.6)$$

где D_v — коэффициент диффузии вакансий.

Набор постоянных времени τ_v связан с распределением энергии активации диффузии вакансий и с расстоянием L_v между стоками вакансий, которые являются случайными величинами для объема пленки. Случайность энергии активации диффузии обусловлена многообразием структурных несовершенств. В реальных металлических пленках вследствие неоднородного распределения стоков в объеме существует большой набор времен релаксации, связанных с механизмом рождения и уничтожения вакансий, которым можно объяснить $1/f$ -шум в широком диапазоне частот.

Оценим границы распределения времен релаксации при $T = 350 \text{ К}$. Минимальное время релаксации τ_h , по-видимому, соответствует времени оседлой жизни вакансии (3.4) при условии преодоления атомом потенциального барьера, равного энергии разрыва только одной связи в кристаллической решетке. Приняв $E_v = 0,1 \text{ эВ}$, получим $\tau_h \approx 10^{-11} \text{ с}$, а для высшей граничной частоты $1/f$ -спектра согласно (2.10) имеем $f_h \approx 10^{10} \text{ Гц}$.

Нижняя граничная частота $1/f$ -спектра f_l может быть связана с временем жизни вакансии (3.6). Возникнув на границе зерна или микропоры, вакансия может диффундировать внутри кристаллита, пока не достиг-

нет соседнего стока. Приняв расстояние между стоками $L_v = 20$ нм и взяв для алюминия коэффициент решеточной диффузии при $T = 350$ К равным $D_v \simeq 10^{-24}$ м² с⁻¹ [153, 158], из (3.6) получим $\tau_l = 4 \times 10^7$ с и согласно (2.10) $f_l \simeq 4 \times 10^{-9}$ Гц. Приведенные оценки показывают, что имеется широкий диапазон времен релаксации равновесных вакансий.

Полагая, что дисперсия флуктуаций количества вакансий в образце равна их среднему числу N_v [121], для СП флуктуаций числа вакансий в диапазоне частот от f_l до f_h можно записать [156]

$$S_{Nv}(f) = \frac{N_v}{f \ln(f_h/f_l)}. \quad (3.7)$$

После подстановки (3.7) в (3.3) для относительной СП флуктуаций напряжения на пленке получим

$$S = \frac{S_U}{U^2} = \frac{A^2 n_v}{\rho_f^2 N_a f \ln(f_h/f_l)}. \quad (3.8)$$

Согласно (3.2) и (3.8) СПМ $1/f$ -шума, обусловленного флуктуациями числа вакансий, имеет активационную зависимость от температуры и экспоненциальную от механических напряжений.

Для параметра α (2.3) из выражения (3.8) имеем

$$\alpha = \frac{A^2 N_c n_v}{\rho_f^2 N_a \ln(f_h/f_l)}. \quad (3.9)$$

Оценим параметр α для пленок Al. Приняв $\rho_f = 3$ мкОм см, $N_c/N_a = 3$, $A = 220$ мкОм см [152] и $\ln(f_h/f_l) = 40$, из (3.9) получим $\alpha \simeq 3 \times 10^2 n_v$. Совпадение расчета с экспериментом для пленок, полученных при различных условиях в [156] (см. рис. 3 из указанной работы), достигается, если принять $n_v \simeq 3 \times 10^{-2} - 6 \times 10^{-6}$, что реально для тонких пленок [154, 155], причем $n_v \simeq 10^{-5}$ соответствует значению $\alpha \simeq 2 \times 10^{-3}$.

3.3. Экспериментальные результаты, подтверждающие вакансационный механизм шума вида $1/f$ в металлических пленках

3.3.1. Зависимость уровня $1/f$ -шума от толщины пленок. При экспериментальном определении зависимости СПМ $1/f$ -шума от толщины возникают трудности, связанные с разбросом уровня шума пленок заданных толщин из-за различий в их структуре и в концентрации микродефектов, причем этот разброс может быть больше, чем исследуемый эффект, поскольку пленки одинаковой толщины, изготовленные при одних и тех же технологических режимах, могут различаться по уровню $1/f$ -шума в десятки раз [10, 13]. Для таких экспериментов пленки должны иметь толщину $h > 10$ нм, так как более тонкие слои обычно являются дисперсными с островковой или сетчатой структурой [155], а для пленок толщиной $h > 1$ мкм возникают трудности задания необходимой для обнаружения фликкерного шума плотности тока [12].

Для выяснения характера зависимости шума от толщины необходимо получить набор пленок разной толщины, но имеющих одинаковую концентрацию микродефектов и примесей, чего можно достичь только при осаждении пленок в едином технологическом цикле, например, методом передвижения заслонки вдоль подложки во время конденсации [128, 159] или уменьшением толщины пленки путем анодирования [162, 163].

Большое число исследований, выполненных на металлических пленках, показывают, что $1/f$ -шум возникает в объеме пленки, так как СП флуктуаций обратно пропорциональна объему V , толщине h (при неизменной ширине) или числу носителей (атомов) в образце [12, 22, 33, 37, 165]:

$$\frac{S_U(f)}{U^2} \propto \frac{1}{V} \propto \frac{1}{h} \propto \frac{1}{N_c}. \quad (3.10)$$

Такой зависимости подчиняется формула Хоуге (2.1). Подобная зависимость наблюдалась в тонких пленках золота [22] и платины [37]. Причем в последней работе толщина пленки увеличилась в восемь раз ($h = 8 - 65$ нм), а число атомов в образце изменилось от 10^8 до 10^{14} .

Вместе с тем, если возникновение $1/f$ -шума связывается с поверхностью образца, например в модели Келаско и др. [166], то зависимость СПМ шума от толщины представляется в виде

$$\frac{S_U}{U^2} \propto \frac{1}{h^2}. \quad (3.11)$$

Согласно этой модели, $1/f$ -шум генерируется в тонком приповерхностном слое пленка – подложка, а остальной слой пленки является "нешумящим" и лишь шунтирует приповерхностный источник шума. Эта гипотеза не согласуется с экспериментами [22, 37].

Имеются сведения о том, что в пленках серебра вблизи температуры 100 К поверхность шумит больше, чем объем [12]. В золотых микропроводниках наблюдалась зависимость вида (3.11), характерная для поверхностного шума [167].

В работах Бакши и Потемкина с соавторами [162, 163] обнаружен поверхностный источник шума в пленках алюминия на окисленном кремнии, который формировался на границе пленки с подложкой при высокотемпературном отжиге в атмосфере водорода ($T_{\text{анн}} = 723$ К, $t_{\text{анн}} = 1$ ч), что подтверждалось зависимостью СПМ шума от толщины по закону (3.11). Для пленок на неотожженной части пластины шум был на один-два порядка ниже и изменялся с толщиной по закону (3.10). Толщину пленки изменяли путем анодирования.

Зависимость СПМ шума от толщины может иметь совсем иной характер, чем дают формулы (3.10) и (3.11). На рисунке 5 приведена подобная зависимость для пленок хрома на стекле [128]. Толщину пленок меняли методом передвижения заслонки. На рисунке 5 дана также зависимость плотности сквозных макропор n_p от толщины (правая шкала). В области толщин 80 – 100 нм наблюдается минимум шума и максимум плотности макропор. Одновременно в диапазоне указанных толщин имеет место минимум удельного сопротивления [159]. Наблюдаемые эффекты объясняются тем, что при данной толщине термодинамически выгоден уход вакансий из объема пленки в макропоры [168, 169], так что при толщине $h \simeq 100$ нм пленка имеет наименьшую концентрацию вакансий. Быстрое возрастание шума с уменьшением толщины при $h < 40$ нм объясняется дисперсностью структуры пленки на малых толщинах. При толщине пленки, превышающей 150 нм, образование сквозных макропор становится термодинамически невыгодным. И хотя зависимость СПМ шума от толщины (см. рис. 5) не подчиняется выражению (3.10), тем не менее возни-

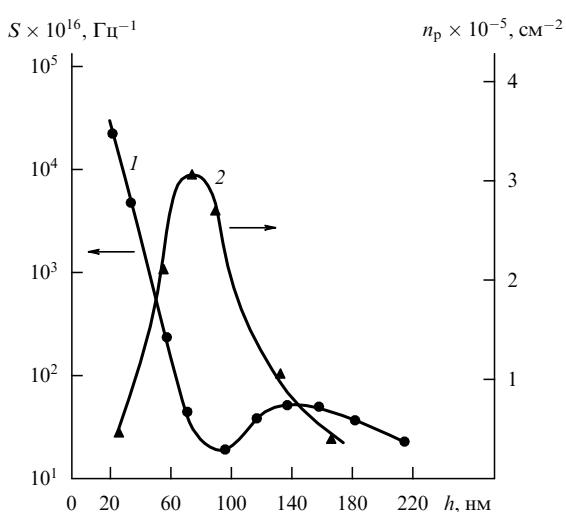


Рис. 5. Зависимости СПМ $1/f$ -шума на частоте 20 Гц (кривая 1) и плотности сквозных макропор (кривая 2) для пленок Ст на стекле от толщины [128]; скорость конденсации $w_{\text{cond}} = 0,5 \text{ нм с}^{-1}$; температура конденсации $T_{\text{cond}} = 470 \text{ К}$.

кновение $1/f$ -шума в этих пленках является объемным эффектом, обусловленным флуктуациями числа вакансий в образце.

В пленках сплавов в отличие от металлов не наблюдается минимума в зависимостях СПМ шума от толщины. Например, для пленок резистивных сплавов МЛТ-3М и РС-3001 фликкерный шум монотонно уменьшается с увеличением толщины от 20 до 200 нм [159, 161, 170]. Объясняется это тем, что механизм диффузии в сплавах не является вакансационным [158] и диффузия вакансий к стокам с образованием макропор в сплавах затруднена.

Происхождение поверхностного источника шума в пленках алюминия на окисленном кремнии [162, 163], возникающего при высокотемпературном отжиге, может быть объяснено вакансационным механизмом $1/f$ -шума. При термообработке пленок происходит диффузия алюминия в пленку оксида кремния [171]. При этом на границе раздела пленка – подложка формируется слой с высокой концентрацией вакансий, характеризующийся высоким уровнем $1/f$ -шума, что и объясняет происхождение поверхностного источника шума.

Вообще наблюдаемый в некоторых экспериментах поверхностный источник шума может иметь различную природу. Например, он может быть связан с дрейфом ионов щелочных металлов [128] для пленок на подложках из покровного стекла или с влиянием слоя адсорбированных подложкой газов [172], которые затем растворяются в поверхностном слое конденсата с образованием комплекса типа примесный атом – вакансия [158, 173], что увеличивает общую концентрацию вакансий в пленке и, как следствие, уровень шума. Факт образования подобных комплексов подтверждают данные по измерениям в пленках молибдена внутренних механических напряжений [174].

Поверхностный источник шума может быть обусловлен и неоднородным распределением механических напряжений по толщине пленки. Известно [107], что напряжения наибольшие на границе пленки с подложкой. Напряженный приповерхностный слой может

давать при определенных условиях значительный вклад в $1/f$ -шум пленки.

3.3.2. Изменение фликкерного шума в металлических пленках при отжиге и старении. Влияние отжига на $1/f$ -шум исследовано в пленках алюминия [91, 129, 176] и хрома [128], полученных термическим испарением в вакууме. Отжиг образцов для предотвращения их окисления проводился в вакуумной камере.

С целью определения времени отжига дефектов исследовались пленки Al, осажденные при температуре конденсации $T_{\text{cond}} = 370 \text{ К}$ и скорости конденсации $w_{\text{cond}} = 6 \text{ нм с}^{-1}$ [91, 176]. Отжиг производился по следующему режиму: нагрев образца в течение 5 мин до температуры $T_{\text{ann}} = 410 \text{ К}$, отжиг — 5 мин, охлаждение — 1 ч. После проведения измерений СПМ шума при комнатной температуре термоцикл повторяли 3–4 раза. Скорость охлаждения выбрана малой (менее 2 К мин $^{-1}$), чтобы предотвратить закалку дефектов. Отжиг приводил к уменьшению уровня $1/f$ -шума, что объясняется уменьшением концентрации неравновесных микродефектов структуры [177]. Отжиг дефектов происходил за несколько термоциклов. Полное время отжига дефектов при $T_{\text{ann}} = 410 \text{ К}$ составляло десятки минут, причем наиболее интенсивный отжиг дефектов и снижение уровня $1/f$ -шума происходили в течение первых двух-трех термоциклов (за суммарное время 10–15 мин).

Для пленок Al, осажденных при $T_{\text{cond}} = 400 \text{ К}$, исследовано изменение СПМ $1/f$ -шума в процессе термоциклирования [129]. Нагрев осуществляли в течение 20–60 мин до температуры 400–450 К, при которой пленки выдерживали 20–60 мин, и затем охлаждали в течение 60–90 мин до 300–320 К. СПМ фликкер-шума регистрировалась в течение всего термоцикла на фиксированной частоте при заданном токе через образец. В процессе термоциклирования измеряли также изменение сопротивления пленки.

Типичные зависимости СПМ $1/f$ -шума и сопротивления пленки Al от температуры (с учетом токового нагрева) при термоциклировании приведены на рис. 6. Здесь S_0 — значение СПМ $1/f$ -шума на частоте $f = 120 \text{ Гц}$ и R_0 — сопротивление до отжига ($\Delta R = R - R_0$). При нагреве СПМ $1/f$ -шума возрастает, а при температуре отжига $T = 400$ –410 К резко убывает на 1–3 порядка величины в течение 20–30 мин. Одновременно с этим происходит необратимое уменьшение сопротивления на 2–10 %. При втором (или третьем) цикле нагрева (кривые 2, 3 на рис. 6) возрастание шума и сопротивления происходит вдоль кривой охлаждения цикла обратимо, если только не превышается максимальная температура отжига предыдущего цикла. При превышении температуры отжига предыдущего цикла наблюдается дальнейшие необратимые уменьшения шума и сопротивления. Однако в каждом последующем цикле относительные уменьшения $1/f$ -шума при релаксации гораздо меньше, чем в предыдущем. Полученные результаты указывают на то, что в пленках имеются дефекты с различными энергиями отжига, причем дефекты с меньшей энергией активации устраняются при более низкой температуре. Это подтверждается также и результатами исследования влияния температуры отжига на уровень $1/f$ -шума для пленок Ст [128].

При небольшой концентрации примесей и дефектов, согласно правилу Маттиссена [155], части удельного

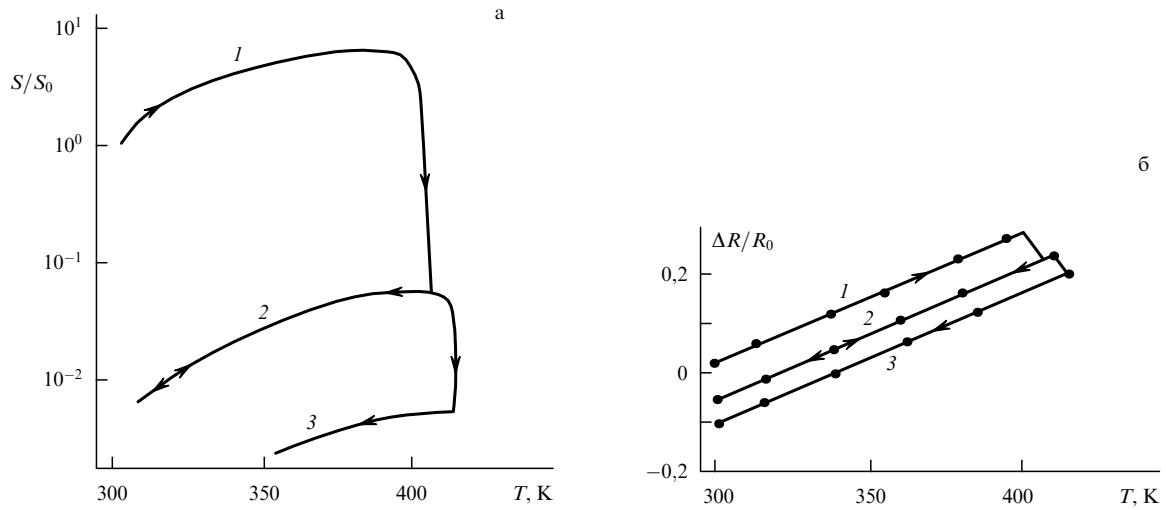


Рис. 6. Зависимости СПМ $1/f$ -шума (а) и сопротивления (б) от температуры при термоциклировании пленок Al [129]; $h = 100$ нм, $T_{\text{cond}} = 400$ К, $f = 120$ Гц, 1, 2 — первый цикл, 2, 3 — второй.

сопротивления металлической пленки ρ_f , обусловленные рассеянием на фононах ρ_L , дефектах ρ_d и на границах поверхности пленки ρ_s , аддитивны:

$$\rho_f = \rho_L(T) + \rho_d + \rho_s. \quad (3.12)$$

Для исследуемых в [129] пленок Al начальное (до отжига) удельное сопротивление $\rho_f = 3,8\text{--}4,2$ мкОм см (для массивного металла $\rho_0 = 2,7$ мкОм см [178]). Линейный рост сопротивления с температурой (рис. 6б) обусловлен механизмом рассеяния электронов на фононах [152] (частью $\rho_L(T)$ в выражении (3.12)). Уменьшение концентрации точечных дефектов после отжига не влияет на величину $d\rho_f/dT$, а приводит только к параллельному сдвигу зависимости сопротивления от температуры (рис. 6б).

Таким образом, необратимые уменьшения сопротивления и СПМ фликкер-шума при температуре 400–410 К объясняются отжигом дефектов кристаллической решетки. Приняв вклад в удельное сопротивление одного атомного процента вакансий для Al равным $A = 2,2$ мкОм см [152], получим, что уменьшение удельного сопротивления при отжиге на 10 % соответствует уменьшению концентрации вакансий Δn_v примерно на 0,9 ат. %, что вполне реально для металлических пленок [154, 155].

В работах [94, 179] исследовано влияние отжига наведенных дефектов на СПМ $1/f$ -шума пленок Al в диапазоне температур 10–300 К. Дефекты в пленках создавались путем облучения пленок электронами с энергией 1 МэВ дозой $3,7 \times 10^{23}$ е м⁻² при температуре 10 К. После облучения образцов наблюдалось возрастание уровня шума в шесть раз и сопротивления на 25 % (при $T = 10$ К). Изохронный отжиг образцов в течение 600 с при постепенном повышении температуры до 300 К приводил к восстановлению уровня $1/f$ -шума и сопротивления при температуре 200 К (рис. 7). Измерения, проведенные при температуре 40 К, обнаруживают дополнительную стадию восстановления уровня $1/f$ -шума при $T = 70$ К, отсутствующую в восстановлении сопротивления (вставка на рис. 7). Полученный результат авторы объясняют уменьшением числа подвижных

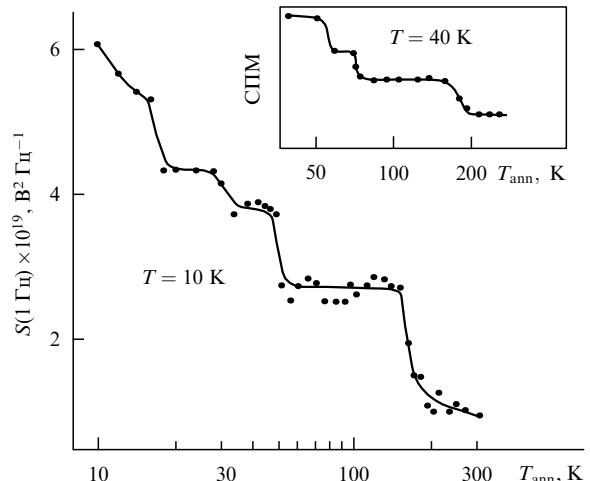


Рис. 7. Восстановление СПМ $1/f$ -шума, вызванного радиацией, в пленках Al при 10 К (на вставке при 40 К) при изохронном отжиге с постепенным повышением температуры [94]. Время отжига 600 с, $f = 1$ Гц.

дефектов. Как видно из рис. 7, имеются дефекты с различными температурами отжига. В работе [179] из температурных зависимостей СПМ шума для пленок Al получено распределение энергии активации шума $G(E_a)$ на основе модели Датта и др. [81]. Для необлученных образцов распределение $G(E_a)$ равномерно от сотых долей до 0,2 эВ, а для облученных и затем отожженных при $T_{\text{ann}} = 105$ К образцов — до 0,15 эВ.

Влияние γ -радиации на $1/f$ -шума пленок ниобия исследовано в работе [91]. Поскольку энергии активации наведенных микродефектов в Nb выше, чем в Al [94] или в Cu [146], измерения проводились при комнатной температуре. После облучения пленок Nb $1/f$ -шум возрос вследствие появления дополнительных дефектов в кристаллической решетке. Проведенный токовый отжиг снизил уровень шума примерно до уровня шума необлученных образцов.

Приведем теперь результаты по изменению СПМ $1/f$ -шума во времени при естественном старении пленок. На

рисунке 8 показаны зависимости СПМ шума на частоте $f = 120$ Гц и удельного сопротивления от времени для пленок Al, осажденных при $T_{\text{cond}} = 300$ К [91]. Эти образцы имели крайне неравновесную структуру с высоким содержанием микродефектов. В начальный период после конденсации из-за процессов диффузии дефекты "отжигаются" при комнатной температуре, что приводит к необратимому уменьшению $1/f$ -шума и сопротивления (время $t = 0$ соответствует моменту окончания конденсации пленок). Уменьшение СПМ шума происходит по экспоненциальному закону (с постоянной $\tau_0 = 5$ мин до момента времени $t = 100$ мин), характерному для отжига точечных микродефектов [177]:

$$\Delta S = S - S_0 \propto \exp\left(-\frac{t}{\tau_0}\right), \quad (3.13)$$

где S_0 — стационарное значение СПМ шума, устанавливающееся через время $t \geq 100$ мин после окончания конденсации.

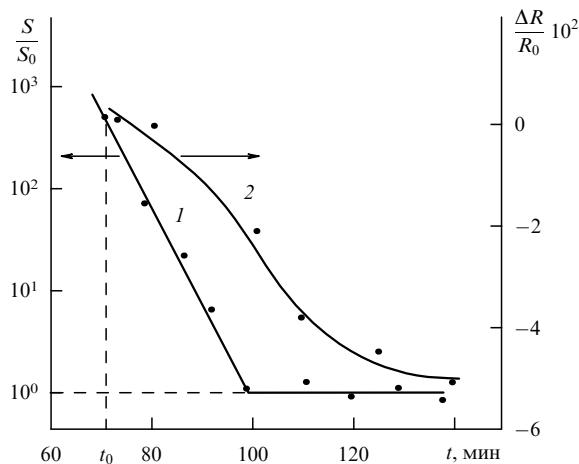


Рис. 8. Изменение во времени СПМ $1/f$ -шума пленки Al на частоте 120 Гц (кривая 1) и сопротивления (кривая 2) [91]: $h = 100$ нм, $T_{\text{cond}} = 300$ К; R_0 — сопротивление пленки через время $t = 70$ мин после конденсации, S_0 — СПМ шума через время $t > 100$ мин.

Из рисунка 8 видно, что СПМ шума релаксирует к стационарному значению за более короткое время, чем сопротивление. Этот результат так же, как и данные рис. 3 по отжигу облученных пленок меди, показывает, что фликкер-шум на исследуемой частоте обусловлен подвижными дефектами с малыми энергиями активации, которые отжигаются за меньшее время и при более низких температурах по сравнению с дефектами, дающими вклад только в сопротивление. При этом дефекты с большими энергиями активации дают вклад в СПМ $1/f$ -шума на более низких частотах.

Аналогичные результаты по влиянию температуры и времени отжига на $1/f$ -шум получены для пленок хрома [128, 180], осажденных при $T_{\text{cond}} = 400$ К. Если пленка осаждена на подогретую подложку, то релаксация $1/f$ -шума происходит быстрее, практически за время остывания подложки от температуры конденсации до комнатной [180].

Как показывает анализ зависимостей СПМ $1/f$ -шума от времени отжига для пленок хрома [128], уменьшение СПМ шума происходит по закону (3.13) с постоянной

времени τ_0 , равной около 5 мин. При $T_{\text{ann}} = 620$ К за время 30 мин в основном отжигаются все дефекты с низкой энергией активации.

При старении пленок Cr наблюдалось уменьшение показателя формы спектра γ [180]. Оценки показателя γ для пленок Cr сразу после их осаждения дали величину $\gamma \approx 2-3$. После выдержки образцов в вакууме в течение 30–45 мин показатель γ уменьшился до $\gamma = 0,7-1,2$. Большие значения показателя γ соответствуют более неравновесным конденсатам с более высокой концентрацией избыточных вакансий. Наряду с уменьшением уровня $1/f$ -шума при старении пленок снижаются собственные механические напряжения и удельное сопротивление [180], что объясняется коалесценцией вакансий в поры [154].

В работе [160] исследовано влияние отжига на уровень $1/f$ -шума тонкопленочных контактов Ti-Al и V-Al. Температура конденсации при осаждении металлов выбрана 390 К. Отжиг проводили при температуре 520 К. На рисунке 9 представлены зависимости СПМ $1/f$ -шума для контакта Ti-Al от толщины пленки Al при толщине пленки титана 30 нм. Кривые 1, 3 сняты сразу после осаждения пленочных контактов, а кривые 2, 4 — после отжига в течение 15 мин. Как видно из рисунка 9, отжиг приводит к уменьшению уровня шума и к изменению характера зависимости СПМ шума от толщины пленки алюминия. Появляется минимум при толщине $h_{\text{Al}} \approx 80$ нм (одновременно с минимумом переходного сопротивления и максимумом плотности макропор [160]), соответствующий наименьшей концентрации вакансий. Эти результаты аналогичны представленным на рис. 5 для сплошных Al-пленок. Для фликкер-шума контактов до отжига показатель $\gamma = 2-3$, в то время как для пленок титана и ванадия $\gamma = 1-1,2$. Повышенные значения γ для неотожженных контактов указывают на возникновение неравновесного $1/f^\gamma$ -шума в этих системах.

По результатам исследований отжига и старения металлических пленок, можно сделать вывод, что в

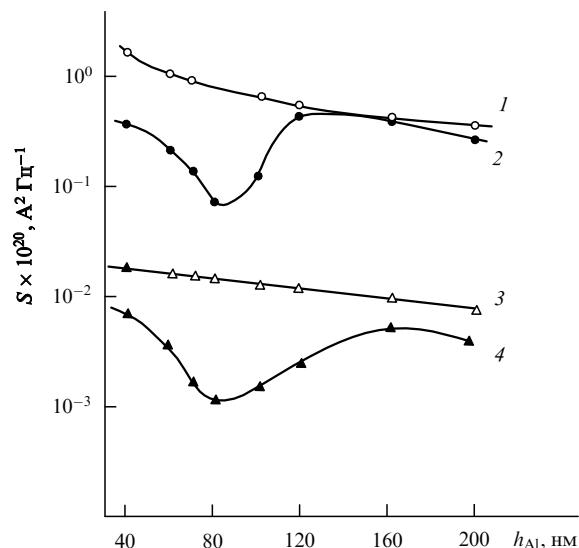


Рис. 9 Зависимость СПМ $1/f$ -шума пленочного контакта Ti-Al от толщины пленки Al [160]: $h_{\text{Ti}} = 30$ нм; 1, 3 — до отжига, 2, 4 — после отжига; 1, 2 — $f = 30$ Гц, 3, 4 — $f = 200$ Гц.

пленках имеются подвижные дефекты с разными энергиями активации, отжигающиеся при разных температурах и за различное время. Отжиг пленок при температурах выше температуры конденсации приводит к снижению фликкер-шума вследствие уменьшения концентрации вакансий в объеме конденсата. Во фликкерном шуме свежеизготовленных металлических пленок или облученных частицами высоких энергий, влияющих на концентрацию микродефектов, присутствует компонента нестационарного $1/f$ -шума, обусловленная избыточными вакансиями; уровень этой компоненты зависит от концентрации избыточных вакансий. После отжига неравновесных микродефектов в пленке устанавливается их квазиравновесная концентрация, которая сохраняется постоянной во времени (или изменяется очень медленно) при температурах ниже температуры отжига. Шум вида $1/f$ в таких пленках можно считать стационарным или квазистационарным.

3.3.3. Температурная зависимость $1/f$ -шума. Для выяснения физической природы $1/f$ -шума особое значение имеют исследования зависимости шума от температуры окружающей среды в отожженных металлических пленках. Зависимость $1/f$ -шума от температуры впервые изучали Хоуге и Хоппенбрауэрс в пленках золота [22], где не было обнаружено зависимости более сильной, чем по закону $\alpha \propto T^{1/2}$. Восс и Кларк [33] наблюдали уменьшение $1/f$ -шума металлических пленок с понижением температуры, однако вид температурной зависимости не был определен.

Впервые сильная температурная зависимость $1/f$ -шума была обнаружена в пленках серебра, меди, золота и никеля Эберхардом и Хорном [34, 144], а позднее в пленках висмута [181] и алюминия [129]. Для отожженных пленок Ag, Au, Cu и Al в [34, 129] обнаружен диапазон, в котором СПМ $1/f$ -шума имеет активационный характер зависимости от температуры с энергией активации E_a (рис. 10):

$$\frac{S_U}{U^2} \propto \exp\left(-\frac{E_a}{kT}\right). \quad (3.14)$$

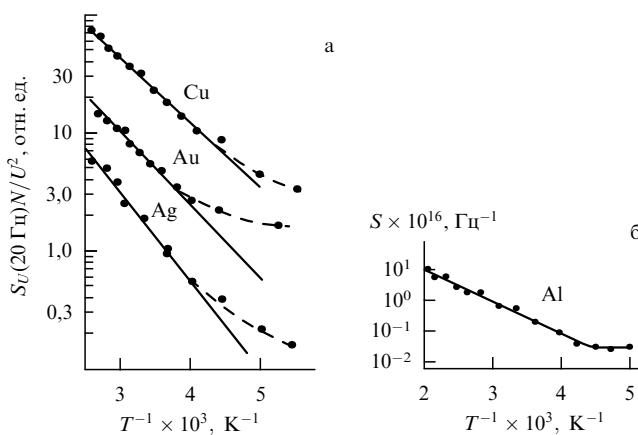


Рис. 10. Температурные зависимости относительной СПМ $1/f$ -шума для отожженных пленок Cu, Au, Ag [34] (а) и Al [129] (б) от обратной температуры. (а) N — полное число атомов в пленке, $h = 80$ нм, $f = 20$ Гц (подложка из сапфира); штриховые линии показывают тенденцию к выходу на плато при низких температурах. (б) $h = 100$ нм, $f = 120$ Гц (подложка из стекла).

Для пленок Ag, Au и Cu — в интервале температур 220–350 К [34], а для Al — в интервале температур 220–460 К [129].

Наблюдаемые значения $E_a = 0,1$ – $0,2$ эВ для пленок серебра, меди и золота авторы [34, 144] приписывают энергиям образования вакансий, хотя и отмечают, что данные величины существенно меньше энергий образования вакансий в массивных металлах. Авторы работы [34] наблюдали медленное возрастание энергии E_a с толщиной пленки, что, по-видимому, связано с увеличением размера зерен (см. раздел 3.3.6). Во всех экспериментах активационная зависимость от температуры имела место только для $1/f$ -шума. Сопротивление пленок линейно возрастало с температурой в соответствии с зависимостью $\rho_L(T)$ в (3.12).

За пределами активационного участка температурные зависимости $1/f$ -шума в области низких температур имели тенденцию к выходу на плато [34, 129, 144], появление которого можно объяснить тем, что при низких температурах подвижные дефекты "замораживаются" и СПМ шума перестает зависеть от температуры. Наблюдаемый в области плато $1/f$ -шум авторы работы [182] связывают с влиянием нулевых колебаний атомов решетки на миграцию точечных дефектов. Вместе с тем этот шум может быть вызван и механизмом рассеяния на решетке [32].

В зависимостях уровня $1/f$ -шума от температуры для пленок Ag и Cu Эберхард и Хорн наблюдали максимумы [34, 144], объяснение которым дано Якимовым в [140], где механизм $1/f$ -шума связывается с процессами физической сорбции и десорбции газов металлической пленкой из окружающей среды. Переход СПМ шума через максимум при некоторой температуре (см. рис. 5 и 6 из [34]) может быть объяснен также уменьшением макронапряжений в пленке из-за снижения термических напряжений, которые при температуре выше температуры конденсации T_{cond} становятся отрицательными [107] (см. раздел 3.3.4). К сожалению, в [34] не указана температура конденсации и неизвестны собственные напряжения, что не позволяет оценить указанный эффект.

Влияние структурных факторов на зависимость СПМ шума от температуры исследовано для пленок Cr [105], Mo и Ta [92, 143, 175]. Пленки Cr были получены термическим испарением в вакууме на подложках из ситалла и окисленного кремния с последующим отжигом в течение 30 мин в вакуумной камере при $T_{ann} = 620$ К. Пленки тугоплавких металлов были осаждены на окисленном кремнии ионным распылением. Температурный диапазон выбран 300–500 К. Для пленок всех металлов наблюдались активационные зависимости СПМ шума от температуры, которые хорошо аппроксимируются выражением (3.14). Наблюдаемые в экспериментах значения E_a соответствуют энергии, приходящейся на одну-две связи в решетке массивного металла. Для металлов с большей энергией связи атомов в кристалле (Mo, Ta) наблюдаются большие значения E_a , что говорит в пользу вакансационного механизма $1/f$ -шума в металлах.

На рисунке 11 приведены зависимости СПМ шума на частоте 1 кГц для пленок Mo, Ta от обратной температуры. Энергии активации, определенные из этих зависимостей, равны $E_a = 0,4$ – $0,45$ эВ для tantalа и $E_a = 0,3$ – $0,35$ эВ для молибдена.

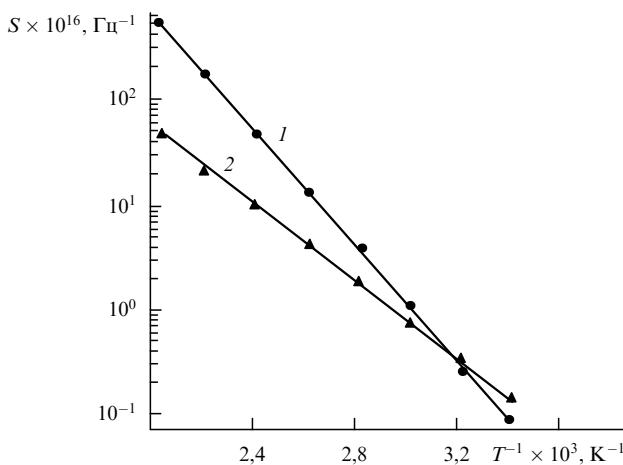


Рис. 11. Температурные зависимости СПМ 1/f-шума пленок Та (1) и Mo (2); $h = 0,5$ мкм, $f = 10^3$ Гц [172].

В работах [105, 164] установлено, что энергия активации E_a зависит от микроструктуры пленок — среднего размера зерен и степени кристалличности внутри зерна. Для пленок с более крупными зернами наблюдаются большие значения E_a . Так, в пленках хрома увеличение среднего размера зерен с 30–40 нм до 50 нм приводило к возрастанию E_a от значения 0,2–0,3 эВ до $E_a = 0,4$ эВ (для СПМ шума на частоте 1 кГц) при других одинаковых условиях эксперимента [164].

В пленках хрома с низкой степенью кристалличности внутри зерна (практически аморфная структура) при практически одинаковом среднем размере зерен (30–40 нм) наблюдались низкие значения $E_a = 0,14 \pm 0,02$ эВ, которые увеличивались до $E_a = 0,33 \pm 0,05$ эВ в пленках со средней степенью кристалличности [105].

Выявлена зависимость энергии активации E_a от частоты измерения СПМ 1/f-шума [92, 143, 175]. С понижением частоты значение E_a возрастает (рис. 12). Данный результат указывает на то, что в формировании спектра 1/f-шума на различных частотах участвуют дефекты с различными энергиями активации. При этом дефекты с большими энергиями дают вклад в энергетический спектр на более низких частотах.

Датта с соавторами исследовали влияние материала подложки (кварц и сапфир) на температурную зависимость 1/f-шума в пленках меди и серебра [144]. Для

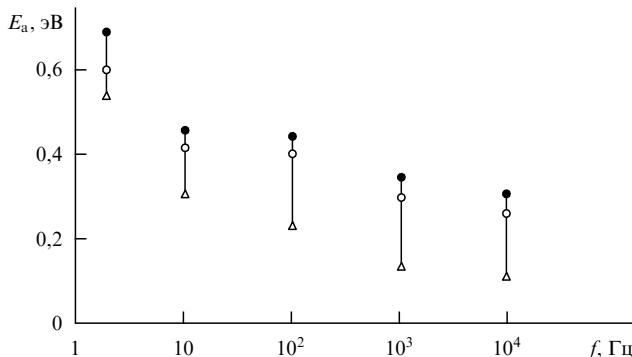


Рис. 12. Значения энергии активации для СПМ 1/f-шума пленок Mo разных толщин на различных частотах [143, 175]: $h = 68$ нм (●); $h = 162$ нм (○); $h = 560$ нм (△).

пленок Ag уровень шума не зависел от типа подложки во всем исследуемом диапазоне температур (100–600 К). В то же время для пленок Cu при температурах ниже комнатной наблюдалось значительное различие в уровнях шума на разных подложках. Для объяснения этого результата авторы делают предположение о существовании в металлических пленках одновременно двух типов шумов: "типа А", слабо зависящего от температуры, и "типа В", являющегося характеристикой металла и имеющего активационную зависимость от температуры. На основании этого авторы объясняют слабую температурную зависимость 1/f-шума в пленках золота [22] и сильную — в пленках серебра и меди [144]. При температуре $T > 100$ К практически весь шум относится к шуму "типа В". Однако физические механизмы шумов "типа А" и "типа В" остались невыясненными.

Вместе с тем результаты работ [143, 175, 183] показывают, что сильную зависимость от температуры имеет 1/f-шум, вызванный флуктуациями числа вакансий в образце. В пленках с низкой концентрацией подвижных дефектов наблюдается 1/f-шум, связанный с флуктуациями подвижности при рассеянии на фонах, который имеет слабую температурную зависимость [22].

3.3.4. Влияние внутренних макронапряжений на фликкерный шум металлических пленок. Важным аргументом в пользу вакансационного механизма фликкер-шума в металлических пленках является экспериментальная зависимость его СПМ от механических напряжений σ , наблюдавшаяся для пленок Al, Mo и Ta [92, 106, 143, 183] и подчиняющаяся закону

$$S \propto \exp\left(\frac{\sigma V_a}{kT}\right), \quad (3.15)$$

где V_a — активный объем.

На рисунке 13 представлены зависимости СПМ шума от макронапряжений, построенные в полулогарифмических координатах, для пленок хрома и молибдена [143, 183]. Из наклона прямых определены активационные объемы V_a . Для пленок хрома $V_a = (1,4 \pm 0,4) \times 10^{-29}$ м³, для молибдена $V_a = (1,1 \pm 0,3) \times 10^{-29}$ м³ [92, 143]. Эти величины близки к атомным объемам массивных металлов ($\Omega_{Cr} = 1,2 \times 10^{-29}$ м³, $\Omega_{Mo} = 1,56 \times 10^{-29}$ м³) [57].

Экспериментальные зависимости $S(\sigma)$, подчиняющиеся закону (3.15), наблюдались также для пленок Al, полученных термическим испарением в вакууме [106] и в атмосфере аргона [92]. Однако из-за особенностей кристаллографической ГЦК-структурой алюминия найденные активационные объемы превышают объем, приходящийся на один атом. Этот результат обсуждается в работе [92].

Следует иметь в виду, что зависимости $S(\sigma)$ на рис. 13 построены от значений σ для внутренних макронапряжений, являющихся усредненной величиной. Вместе с тем микронапряжения в локальных областях пленки распределены неравномерно и на межзеренных границах могут значительно (иногда на порядок величины) превышать макроскопическое напряжение. Микродеформации иногда достигают $\varepsilon_m \simeq 10^{-2}$ [154].

В связи с тем, что микронапряжения в объеме пленки распределены случайно, а величины их различны в каждой локальной области, происходит "размытие" энергии активации образования и миграции вакансий.

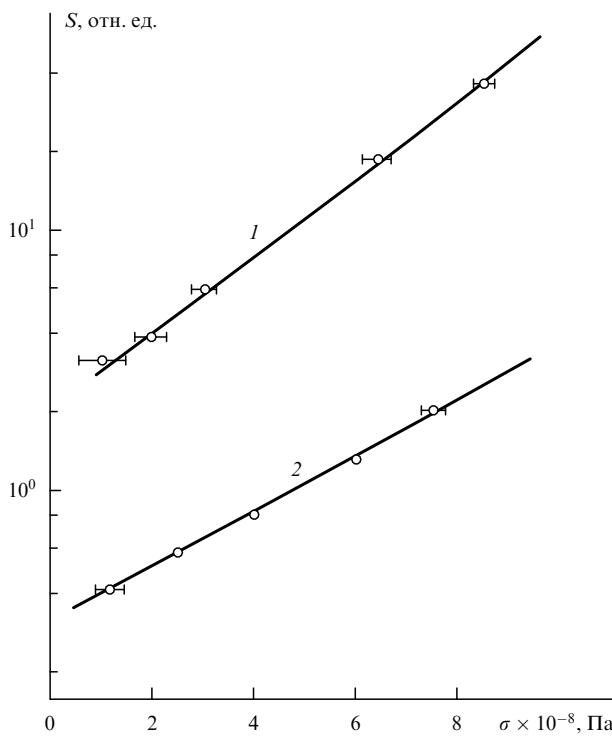


Рис. 13. Зависимости СПМ $1/f$ -шума от внутренних механических напряжений для пленок Cr (1) и Mo (2) [183]; 1 — $f = 120$ Гц, 2 — $f = 480$ Гц.

Изменение энергии активации ΔE_a , вызванное микронапряжениями, для пленок Cr оценено в [92] в предположении справедливости закона Гука по формуле $\Delta E_a = \sigma_m V_a = \varepsilon_m E_{Cr} V_a$. При микродеформации $\varepsilon_m = 10^{-2}$, $V_a = 1,2 \times 10^{-29} \text{ м}^3$ и модуле Юнга $E_{Cr} = 27,3 \times 10^{10}$ Па [178] получается $\Delta E_a \approx 0,2$ эВ. Полученная величина сравнима с энергией, приходящейся на одну связь в кристалле. Этот результат позволяет объяснить непрерывный спектр энергий активации микродефектов в пленках от долей до нескольких электронвольт, необходимый для получения $1/f$ -спектра в широком диапазоне частот.

При анализе влияния механических напряжений на фликкер-шум представляется интерес подход, развитый в работах [184, 185], где считается, что растягивающие механические напряжения способствуют процессам зарождения и разогрева дилатонов, которые рассматриваются как отрицательные флуктуации плотности твердого тела. В область дилатона начинает необратимо поступать поток тепловой энергии от соседних областей тела, приводящий к разрыву химической связи и образованию вакансий [184]. При этом в процессе колебательной релаксации дилатоны выступают в качестве источников флуктуаций температуры. Дилатоны наиболее эффективны в областях структурной неоднородности кристалла, в частности на границах зерен, где возникают эффекты ангармонизма межатомных взаимодействий и увеличивается время релаксации колебательной энергии.

Используя представление о дилатонах, Тимашев предсказал связь между относительной СПМ $1/f$ -шума и механическим растягивающим напряжением в твердых телах в виде феноменологического выражения [185], которое совпадает с (3.15) для случая $\sigma V_a \ll kT$.

Растягивающие механические напряжения влияют на уровень $1/f$ -шума металлических пленок через концентрацию и подвижность микродефектов. Изменение концентрации последних при релаксационных процессах, в свою очередь, приводит к изменению структурных макронапряжений, которые увеличивают энергию упругой деформации. Однако при этом уменьшается энергия неравновесных вакансий. Равновесие определяется минимальным термодинамическим потенциалом. Когда выход вакансий к стокам становится термодинамически невыгоден, процесс коалесценции вакансий в поры прекращается. Поэтому в пленках с повышенной исходной концентрацией вакансий обычно выше и их конечная концентрация после отжига, чем объясняется повышенный $1/f$ -шум в таких пленках.

Внутренние макронапряжения влияют и на характер спектра $1/f$ -шума. Пленки с большими напряжениями имеют большие значения показателя γ [92, 164, 180, 186]. На рисунке 14 приведены зависимости показателя γ от макронапряжений для пленок хрома и алюминия [92, 164, 186]. С увеличением макронапряжений по абсолютной величине показатель γ возрастает. Эти результаты показывают, что различия в значениях γ , наблюдаемые для пленок одного и того же материала, могут быть обусловлены различием в уровне внутренних механических напряжений.

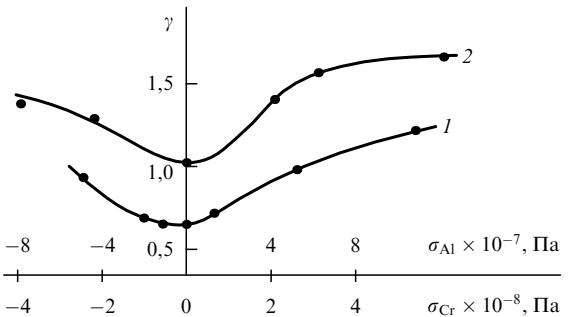


Рис. 14. Зависимости показателя формы спектра от внутренних механических напряжений в пленках Al (кривая 1) и Cr (кривая 2) [92, 164, 186].

3.3.5. Зависимость $1/f$ -шума от механических деформаций. Флитвуд и Джирдано обнаружили увеличение $1/f$ -шума в пленках платины, золота, серебра, свинца и олова, осажденных на подложки из стекла и на эластичные подложки, примерно на порядок величины при их деформации, после снятия которой шум релаксировал к меньшему значению за время от нескольких часов до месяцев [187]. После снятия деформаций уровень шума в пленках оказывался выше первоначального. Наблюдаемые в экспериментах эффекты авторы связывают с образованием и аннигиляцией микродефектов структуры. Однако методика задания механических напряжений в [187] не позволяла определить ни их уровень, ни характер деформации пленок (упругая или пластическая) и получить какие-либо количественные данные по влиянию механических напряжений на $1/f$ -шум.

В [187] обнаружено также, что для пленок на эластичных подложках $1/f$ -шум проявляет большую нестабильность по сравнению с пленками, осажденными на сте-

клянных подложках (уровень задаваемых механических напряжений для эластичных подложек был выше).

Количественные исследования по влиянию вызываемых внешней силой контролируемых деформаций и механических напряжений на $1/f$ -шум в пленках хрома на стекле и алюминия на эластичной полиимидной подложке ПМ-1 были проведены в работах [180, 188, 189].

В пленках хрома путем изгиба консольно закрепленной подложки с пленкой создавались как растягивающее, так и сжимающее напряжения. Растягивающее напряжение возникало при приложении внешней изгибающей силы к свободному концу подложки перпендикулярно ее плоскости со стороны осажденной пленки, а сжимающее — при приложении силы с обратной стороны [188, 180]. По отклонению незакрепленного конца подложки с пленкой определяли относительную деформацию и вычисляли механическое напряжение в области упругой деформации по формулам, приведенным в [180].

При изгибе подложки (консоли) под действием внешней силы в пленке создается асимметричное плоскоизогнутое состояние. В случае растягивающего воздействия внутренние напряжения σ и напряжение σ' , создаваемое внешней силой в направлении оси x (вдоль консоли), складываются в суммарное напряжение в пленке:

$$\sigma_x = \sigma + \sigma'(x). \quad (3.16)$$

В случае внешнего сжимающего воздействия

$$\sigma_x = \sigma - \sigma'(x). \quad (3.17)$$

При изгибе консольно закрепленной подложки относительная деформация в пленке, а следовательно, и механическое напряжение, вызванное внешней изгибающей силой, не являются постоянными по всей длине пленки, а зависят от расстояния x от линии закрепления консоли (наибольшее вблизи линии ее закрепления). Ниже представлены результаты для средних значений деформации ε и напряжения σ в пленке ($x = 20$ мм) [180, 188].

На рисунке 15 приведены зависимости СПМ шума от механических напряжений для двух образцов пленок хрома в области упругой деформации. Точкиами σ_1 и σ_2 на оси абсцисс отмечены внутренние макронапряжения (без внешних деформаций) и соответствующие им уровни шума на оси ординат. Видно, что в пленке с большими внутренними напряжениями уровень $1/f$ -шума выше. С увеличением растягивающих напряжений до значения $\sigma \leq 8 \times 10^8$ Па наблюдается обратимое возрастание уровня $1/f$ -шума на частотах $f < 10$ кГц. Сопротивление пленки в этой области деформаций также возрастает обратимо на 0,5–1 %. Эти зависимости соответствуют области упругой деформации. При увеличении растягивающих напряжений от величины $\sigma_x = \sigma = 10^8$ Па до $\sigma_x = 3 \times 10^8$ Па показатель формы спектра возрастает от $\gamma = 1$ до 2,5 [180].

При приложении внешних сжимающих напряжений уровень шума снижается. Причем при переходе в область сжимающих напряжений шум становится самым низким и примерно одинаковым для всех пленок, имевших различные механические напряжения и различавшихся по уровню шума на два-три порядка величины.

Обсудим возможные причины увеличения $1/f$ -шума при упругой деформации. С ростом растягивающих

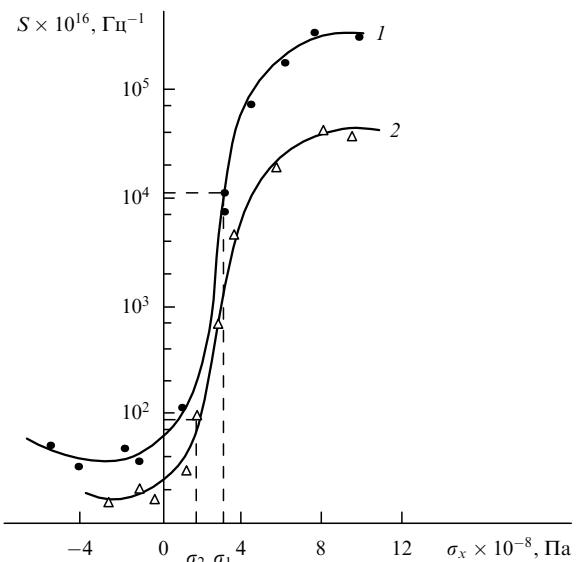


Рис. 15. Зависимости СПМ $1/f$ -шума на частоте 300 Гц от вызываемого внешней силой механического напряжения для пленок Сг, осажденных в атмосфере аргона [180] ($h = 80$ нм): 1 — при давлении газа $P_{Ar} = 4 \times 10^{-3}$ Па; 2 — $P_{Ar} = 8 \times 10^{-3}$ Па (σ_1, σ_2 — внутренние макронапряжения).

напряжений увеличивается расстояние между атомами, что приводит к уменьшению энергии активации образования вакансий и возрастанию их концентрации в соответствии с (3.2). При упругой деформации после снятия деформирующей силы атомы возвращаются к исходному положению практически мгновенно. Энергия образования вакансии и уровень $1/f$ -шума принимают прежнюю величину.

При сравнительно больших относительных деформациях ($\varepsilon \geq 0,4\%$) в пленках хрома наблюдаются необратимые изменения в уровне шума (рис. 16) и в сопротивлении [188], что позволяет эти деформации считать пластическими (следует иметь в виду, что структурные особенности пленок обусловливают высокий ресурс упругой деформации, вплоть до значений $\varepsilon \approx 0,5-1\%$ [190]). Теперь обратный ход зависимостей для шума (см. рис. 16) и сопротивления от деформации не совпадает с прямым. На достаточно высоких частотах ($f > 1$ кГц) происходит снижение СПМ шума (за время релаксации 10–50 мин [92]). Об аналогичном поведении фликкер-шума при деформации пленок золота и платины сообщалось в [187].

Как известно [191–193], процесс пластической деформации определяется изменениями в дислокационной структуре кристаллического образца. Движение дислокаций путем их скольжения и переползания происходит под действием механических напряжений. При переползании дислокации поглощают вакансии. Этот процесс приводит к снижению в кристалле неравновесных вакансий и вакансационных скоплений [193, 194], чем и объясняется снижение СПМ шума при деформациях $\varepsilon \geq 0,5\%$ (см. рис. 16).

После частичного снятия внешней силы в пленке повышается концентрация вакансий за счет их испускания дислокациями [194], что приводит к повышению фликкер-шума на низких частотах (кривые 1', 2' на рис. 16). После полного разгружения пленки уровень

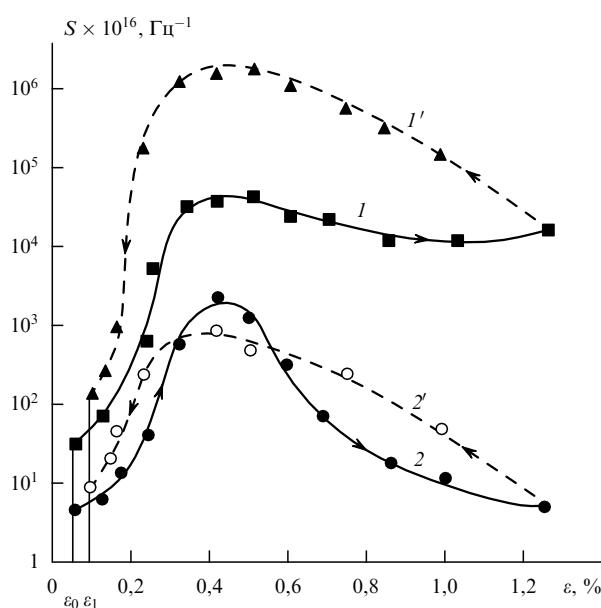


Рис. 16. Влияние деформации на уровень СПМ $1/f$ -шума пленки Cr [188] ($h = 80$ нм): 1, 1' — $f = 300$ Гц; 2, 2' — $f = 2$ кГц (ε_0 — начальная деформация, вызванная внутренними макронапряжениями; ε_1 — остаточная деформация после снятия нагрузки).

$1/f$ -шума относительно исходного, аналогично результатам [187], оказывается выше, что объясняется появлением дополнительных микродефектов. При этом в пленке наблюдается остаточная деформация ε_1 (см. рис. 16).

В экспериментах по исследованию влияния однородного по длине растягивающего напряжения на $1/f$ -шум в пленках алюминия на эластичной подложке [189] напряжение задавали путем приложения к незакрепленному концу пленки контролируемой по величине растягивающей силы (алюминий осажден был при $T_{\text{cond}} = 400$ К на тщательно очищенную от загрязнений и предварительно прогретую подложку). При увеличении растягивающего напряжения возрастают СПМ $1/f$ -шума и показатель формы спектра γ (рис. 17). Анализ полученной в [189] зависимости СПМ избыточного шума $\Delta S = S - S_0$ (здесь S_0 и S — значения СПМ шума соответственно до деформирования пленки и после от растягивающих

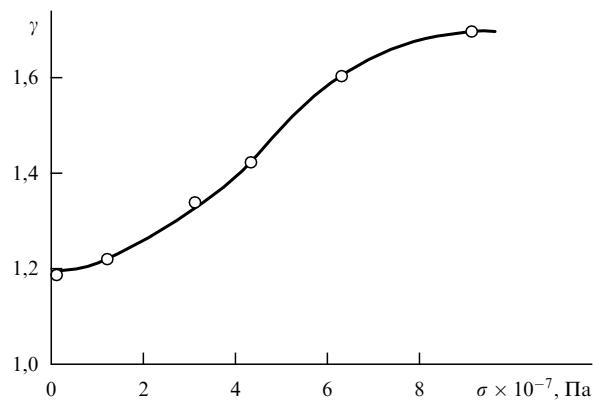


Рис. 17. Зависимость показателя формы спектра для пленки Al от растягивающего напряжения, создаваемого внешней силой [189]; $h = 70$ нм.

напряжений) показывает ее экспоненциальный характер, подчиняющийся закону (3.15) со значением $V_a \approx 5\Omega_{\text{Al}}$, что совпадает по величине с активационным объемом, полученным в [106] из зависимости СПМ шума от внутренних механических напряжений.

3.3.6. Влияние структурных факторов на уровень $1/f$ -шума. Эберхард и Хорн наблюдали снижение уровня $1/f$ -шума в пленках Ag в 2–6 раз при высокотемпературном отжиге [34], который приводил к увеличению среднего размера зерен примерно в четыре раза. О влиянии микроструктурных факторов на $1/f$ -шум свидетельствует также наблюдаемое уменьшение уровня шума при старении пленок платины. Для некоторых образцов он понижался в течение нескольких дней на один-два порядка величины [37, 187]. Изменение уровня шума наблюдалось в течение двух недель для пленок висмута [181] и олова [101]. В экспериментах Флитвуда и Джирдано [36, 187] наблюдался разброс уровня $1/f$ -шума в номинально идентичных пленочных образцах, который составлял более порядка величины. В работе [33] сообщалось, что идентичные образцы имели уровни $1/f$ -шума, различающиеся в три раза, что может быть связано с микроструктурными особенностями пленок. Вместе с тем в [195] для пленок золота наблюдалось слабое влияние микроструктуры на уровень шума, в связи с чем предполагается, что в этих образцах примесь играет большую роль, чем структурные дефекты.

Наиболее детально исследовано влияние микроструктуры на $1/f$ -шум в пленках алюминия, хрома и молибдена [106, 156, 105, 172]. Для всех металлов наблюдалось повышение уровня шума с уменьшением среднего размера зерен.

На рисунке 18 приведены данные по влиянию дисперсности структуры на уровень $1/f$ -шума пленок алюминия [106, 156]. С увеличением среднего размера зерен

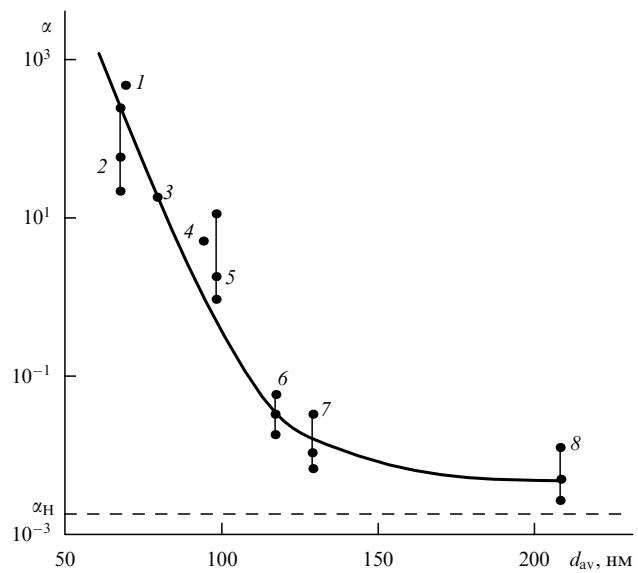


Рис. 18. Связь между уровнем $1/f$ -шума и средним размером зерен в пленках Al; партии 1–4 получены при различных скоростях конденсации [106], партии 5–8 — при различных давлениях аргона в камере [156]; отрезками соединены значения α для различных образцов из одной партии. Штриховой линией показано значение постоянной Хоуге $\alpha_H = 2 \times 10^{-3}$.

уровень шума снижается, и в образцах, имеющих $d_{av} \simeq 200$ нм, параметр α приближается к $\alpha_H = 2 \times 10^{-3}$, значение которого показано штриховой линией. Уменьшение уровня фликкер-шума с увеличением размера зерна наблюдалось в пленках серебра [144], для которых параметр α , близкий к значению $\alpha_H = 2 \times 10^{-3}$, достигался при размерах зерен $d_{av} \simeq 200$ нм.

Возрастание уровня $1/f$ -шума с уменьшением размера зерен свидетельствует в пользу возникновения $1/f$ -шума вследствие рождения и гибели вакансий на границах зерен.

Установлено, что уровень $1/f$ -шума зависит от концентрации вакансий внутри зерен (или от числа дефектных ячеек по отношению к общему числу элементарных ячеек в кристалле) [105]. Так, в пленках Cr с приблизительно одинаковыми размерами зерен ($d_{av} \simeq 30-40$ нм), но с разной степенью кристалличности, наблюдалось различие в уровне шума почти на три порядка величины. Степень кристалличности в [105] оценивали качественно по степени размытия и погасания интерференционных линий на рентгенограммах и электронограммах.

Обнаружено, что пленки Cr и Al с неоднородной кристаллической структурой, т.е. имеющие наряду с крупными зернами мелкодисперсную фазу, обладают высоким уровнем фликкер-шума [106, 105].

Как уже отмечалось, для пленочных образцов, осажденных в идентичных технологических режимах или даже в едином цикле на одной подложке, иногда наблюдается различный уровень $1/f$ -шума. Микроструктурные исследования подобных образцов показали, что в таких пленках имеются различного типа поверхностные дефекты, привнесенные подложкой, или примесные частицы на поверхности пленки. Указанные типы дефектов и загрязнений увеличивают уровень СПМ шума в 5–10 раз [105], что объясняется, по-видимому, появлением дополнительных источников вакансий в местах загрязнений.

3.3.7. Фликкерный шум в металлических пленках с повышенной концентрацией стабильных дефектов. Низкий уровень $1/f$ -шума, соответствующий параметру $\alpha_H = 2 \times 10^{-3}$, наблюдается в качественных пленках с низкой концентрацией подвижных дефектов [143, 183]. Удельное сопротивление таких пленок приближается к сопротивлению массивного металла. Вместе с тем металлические пленки с высокой концентрацией стабильных дефектов и низкой подвижных также обнаруживают малый $1/f$ -шум. Так, наблюдался уровень шума $\alpha \simeq 10^{-4}-10^{-5}$ в пленках хрома, полученных термическим испарением в атмосфере азота [91]. Эти образцы имели высокую концентрацию стабильных дефектов. Их удельное сопротивление $\rho \simeq 10\rho_0$ (ρ_0 — удельное сопротивление массивного хрома) при ТКС $\beta \simeq 5 \times 10^{-4} \text{ К}^{-1}$.

На рисунке 19 представлена зависимость СПМ $1/f$ -шума для такой пленки от квадрата плотности тока (кривая 1), а также зависимость, вычисленная по формуле (2.1) для $\alpha_H = 10^{-3}$ (в расчетах принято $n_e = 10^{22} \text{ см}^{-3}$) (кривая 2). При плотности тока $j < 5 \times 10^5 \text{ А см}^{-2}$ уровень $1/f$ -шума незначительно превышает тепловой, а при токах $j > 10^6 \text{ А см}^{-2}$ преобладают неравновесные флуктуации сопротивления и СПМ $1/f$ -шума возрастает по закону $S \propto j^4$. Подобная зависимость появляется при флуктуациях коэффициента R_1 в разложении (2.6), кото-

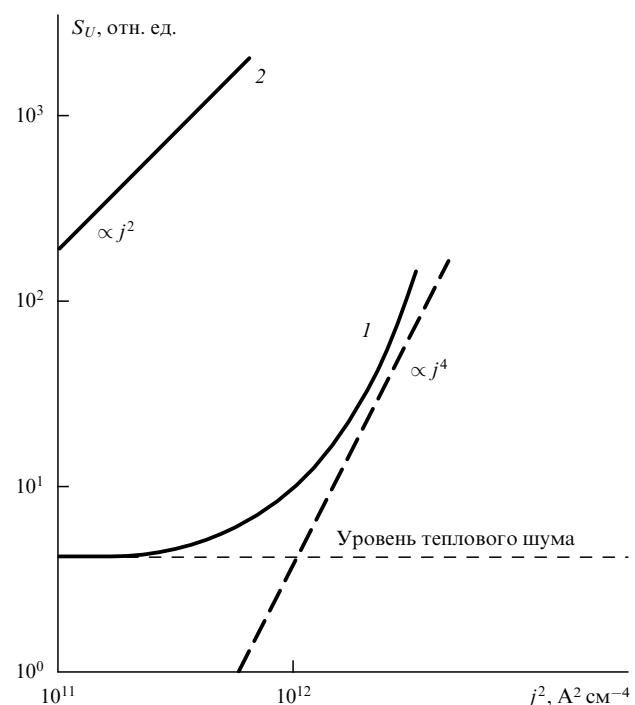


Рис. 19. Зависимость СПМ шума пленки Cr, осажденной в атмосфере азота, от квадрата плотности тока (кривая 1) и результаты расчета по формуле Хоуге (2.1) (кривая 2) [91].

рые могут быть обусловлены локальными перегревами пленки из-за джоулева тепла вследствие неоднородного распределения стабильных дефектов [91]. В областях локальных перегревов происходит генерация подвижных дефектов и, как следствие, возрастание $1/f$ -шума [91].

Устойчивые дефекты снижают относительную СПМ сопротивления пленки. Формула (3.9) предсказывает уменьшение СПМ $1/f$ -шума, обусловленного флуктуациями равновесной концентрации вакансий, с увеличением удельного сопротивления пленки ρ_f за счет дополнительного рассеяния на стабильных дефектах.

В пленках сплава алюминия с кремнием AK-1 (1% Si) также наблюдался более низкий уровень шума по сравнению с чистым Al [91]. Пленки указанных материалов получали при одинаковых технологических режимах. Безразмерный параметр α для Al составляет величину $\alpha \simeq 10^{-2}$, для сплава AK-1 $\alpha \simeq 10^{-3}$. Низкий уровень шума в пленках AK-1 по сравнению с Al объясняется более низкой концентрацией вакансий на границах зерен вследствие замещения их атомами кремния. Данный результат, как и ряд других, приведенных ранее, показывает, что основным источником вакансий в металлических пленках являются границы зерен.

4. Нелинейные эффекты в тонких металлических пленках и их взаимосвязь с фликкерными флуктуациями

4.1. Общие замечания

При воздействии на пленку синусоидальным током $I_1 \sin(\omega_1 t)$ вследствие кубической или квадратичной нелинейности ВАХ возникает сигнал-отклик напряжения третьей, $U_3 \sin(3\omega_1 t)$, или второй, $U_2 \sin(2\omega_1 t)$, гармо-

ник. Степень нелинейности ВАХ характеризуется коэффициентами нелинейности, которые определяются как отношение амплитуды третьей гармоники U_3 (или второй) к амплитуде сигнала основной частоты $U_1 = RI_1$:

$$K_{NL3} = \frac{U_3}{U_1}, \quad (4.1)$$

или в децибелах [196]:

$$K_{NL3} = 20 \log \frac{U_3}{U_1}. \quad (4.2)$$

Иногда коэффициент нелинейности представляют в виде

$$K_{NL3} = \frac{U_3}{I_1^3}. \quad (4.3)$$

При таком представлении K_{NL3} не зависит от амплитуды сигнала I_1 [175], что позволяет сравнивать по уровню нелинейности образцы, для которых измерения гармоники U_3 осуществлялись при различных токах.

В ряде работ установлено, что зависимости амплитуды третьей гармоники U_3 и уровня фликкер-шума в металлических пленках от различных технологических факторов — от толщины, давления аргона в вакуумной камере при конденсации, напряжения смещения на подложке при получении пленок ионным распылением [172] и др. — имеют одинаковый характер. Для хрома наблюдался минимум U_3 при толщине пленки 100 нм [197], аналогичный минимуму на зависимости рис. 5 для СПМ $1/f$ -шума. Для пленок Cr, осажденных в аргоне, наблюдался минимум СПМ $1/f$ -шума и коэффициента нелинейности при давлении аргона в камере 10^{-2} Па [180, 198]. Эти результаты позволяют предположить, что механизмы возникновения $1/f$ -шума и кубической нелинейности имеют одну и ту же физическую природу.

4.2. Механизмы возникновения кубической нелинейности в металлических пленках

В работах [143, 183] проведен расчет амплитуды третьей гармоники с учетом рассеяния носителей на фононах и квазиравновесных вакансиях в безынерционном приближении. Влияние инерционных эффектов рассмотрено в [175]. Учет инерционности приводит только к изменению фазы и амплитуды напряжения третьей гармоники, что непринципиально с точки зрения выяснения механизма возникновения нелинейности. Поэтому далее приводятся результаты работ [143, 183].

При воздействии на пленку синусоидальным сигналом $I_1 \sin(\omega_1 t)$ в безынерционном приближении превышение температуры пленки ΔT над равновесной температурой T_0 определяется через тепловое сопротивление R_T и рассеиваемую мощность сигнала P :

$$\Delta T = T - T_0 = R_T P = \frac{R_T K_1 \rho_f}{h} I_1^2 \sin^2(\omega_1 t), \quad (4.4)$$

где T — температура пленки с учетом токового нагрева сигналом основной частоты ($\Delta T \ll T_0$); $K_1 = L/b$ — коэффициент формы; L и b — длина и ширина пленки соответственно; h — толщина; ρ_f — удельное сопротивление, определяемое выражением (3.12) (считается, что время тепловой релаксации системы пленка — подложка

5*

$\tau_{RT} \ll \omega_1^{-1}$, что выполняется для исследуемых в работе пленок при частоте сигнала $f_1 \leq 30$ кГц).

Изменение температуры пленки под воздействием синусоидального сигнала по закону (4.4) приведет к периодическому изменению концентрации вакансий в пленке в соответствии с (3.2). Если принять, что вклад в часть удельного сопротивления, обусловленную подвижными дефектами, дают только вакансии с энергией активации E_v , то зависимость ρ_f от температуры с учетом (3.1) и (3.12) можно представить в виде

$$\rho_f(T) = \rho_{01}(1 + \beta \Delta T) + A A_v \exp\left[-\frac{E_v}{k(T_0 + \Delta T)}\right]. \quad (4.5)$$

Здесь ρ_{01} — не зависящая от температуры часть удельного сопротивления пленки, обусловленная рассеянием на фононах при температуре T_0 , устойчивых дефектах и на границах поверхности пленки, β — ТКС пленки. Первое слагаемое в (4.5) определяет вклад в сопротивление рассеяния на фононах, второе — на вакансиях. E_v — наименьшая энергия активации подвижных дефектов.

Для падения напряжения на пленке справедливо выражение

$$U = \rho_f K_1 \sin(\omega_1 t), \quad (4.6)$$

где $K = L/bh$.

После подстановки (4.5) и (4.4) в выражение (4.6) и разложения сначала в ряд по степеням ΔT с учетом того, что $E_v \Delta T / k T_0^2 \ll 1$ (при $E_v = 0,5$ эВ, $\Delta T = 1$ К имеем $E_v \Delta T / k T_0^2 = 0,06$), а затем в ряд Фурье получено выражение для третьей гармоники:

$$U_3 = 0,25 R_T K^2 \rho_{01} \rho_f \left[\beta + \frac{A A_v E_v}{k T_0^2 \rho_{01}} \exp\left(-\frac{E_v}{k T_0}\right) \right] I_1^3. \quad (4.7)$$

Первое слагаемое в (4.7) пропорционально ТКС пленки и связано с механизмом рассеяния носителей на фононах, второе — с процессами активации вакансий сигналом. При достаточно высокой концентрации вакансий в пленке первым членом в (4.7) можно пренебречь. Тогда гармоника U_3 пропорциональна квазиравновесной концентрации вакансий, что дает экспоненциальную зависимость U_3 от температуры и механических напряжений, поскольку $E_v = u_v - \sigma V_v$:

$$U_3 = 0,25 R_T K^2 \rho_f \frac{A A_v E_v}{k T_0^2} I_1^3 \exp\left(-\frac{u_v - \sigma V_v}{k T_0}\right). \quad (4.8)$$

4.3. Экспериментальные результаты исследования кубической нелинейности ВАХ металлических пленок

Зависимости коэффициента нелинейности ВАХ от температуры и механических напряжений исследованы для пленок Mo и Ta при воздействии слабым синусоидальным сигналом (мощностью не более 10 мкВт) с частотой 10 кГц [172].

Для пленок с повышенным уровнем $1/f$ -шума наблюдается активационная зависимость амплитуды третьей гармоники U_3 от температуры [172, 175]. Энергии активации, определенные из температурных зависимостей коэффициентов нелинейности (4.2) (рис. 20) [172], следующие: для молибдена $E_a = 0,3 - 0,35$ эВ, для tantala $E_a = 0,4 - 0,45$ эВ, что совпадает с энергиями активации

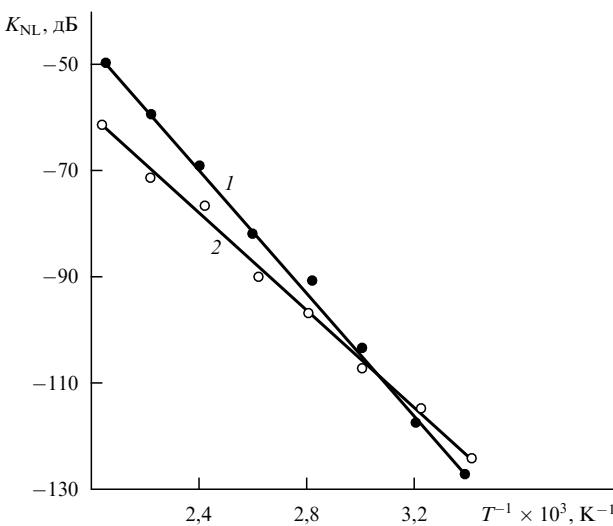


Рис. 20. Зависимости коэффициента нелинейности ВАХ пленок тантала (1) и молибдена (2) от обратной температуры [172]; $h = 0,5$ мкм, $f_1 = 10$ кГц, $U_1 = 250$ мВ.

для СПМ 1/ f -шума на частотах $f > 10^3 - 10^4$ Гц (см. рис. 11, 12).

На рисунке 21 приведены экспериментальные зависимости U_3/I_1^3 от логарифма механических напряжений, измеренные для тех же пленочных образцов, что и зависимости на рис. 13 для СПМ шума [183, 143]. Активационные объемы, определенные из этих зависимостей, равны $(1,3 \pm 0,4) \times 10^{-29}$ м³ для хрома и $(1,1 \pm 0,3) \times 10^{-29}$ м³ для молибдена. Эти величины совпадают с активационными объемами, найденными из зависимостей $S(\sigma)$ (см. рис. 13), что указывает на вакансийный механизм возникновения кубической нелинейности ВАХ и 1/ f -шума в пленках с повышенной концентрацией подвижных дефектов.

Следует заметить, что при генерации квазивесенного 1/ f -шума рождение и уничтожение вакансий происходит за счет внутренней энергии кристалла. При этом

процессы рождения и гибели вакансий в пленке происходят по статистическим законам. В процессе участвуют дефекты с широким набором времен релаксации (энергий активации), причем дефекты с наименьшей энергией активации формируют спектр 1/ f -шума на более высоких частотах.

При генерации напряжения третьей гармоники активация микродефектов происходит за счет джоулева нагрева пленки слабым сигналом основной частоты. Под действием сигнала с частотой f_1 температура пленки изменяется по закону $\sin^2(\omega_1 t)$, что приводит к изменению в ней концентрации вакансий в соответствии с (3.2) и к возникновению нелинейных эффектов. При этом в первую очередь генерируются дефекты с наименьшей энергией активации, чем и объясняется совпадение энергий активации для третьей гармоники сигнала-отклика и СПМ 1/ f -шума на высоких частотах ($f > 10^3 - 10^4$ Гц).

Для пленок с низкой концентрацией вакансий вторым слагаемым в (4.7) можно пренебречь, и для амплитуды третьей гармоники имеем

$$U_3 = 0,25 R_T K^2 \rho_0 \rho_f \beta I_1^3. \quad (4.9)$$

Здесь температурная зависимость U_3 определяется слабой зависимостью $\rho_f(T)$. Для таких пленок наблюдаются низкий уровень третьей гармоники и линейная зависимость ее амплитуды от температуры [175]. Шум вида 1/ f в таких пленках также мал [143, 156, 183].

Для пленок молибдена с повышенным содержанием примесей реактивных газов наблюдался более высокий уровень U_3 , чем следует из формулы (4.7) [175]. Обусловлено это проявлением неметаллических механизмов проводимости, дающих дополнительный вклад в амплитуду третьей гармоники, приводящих также к возникновению второй гармоники и неравновесного фликкершума [89, 90].

Третью гармонику в пленках Al наблюдал Джонс с соавторами [199, 200] при воздействии на пленку наряду с синусоидальным сигналом постоянного тока плотностью 10^6 А см⁻² при температуре окружающей среды 260 °C.

4.4. Некоторые данные по квадратичной нелинейности ВАХ металлических пленок

Как следует из расчета, представленного в разделе 4.2, рассеяние носителей на фононах и равновесных вакансиях приводит к возникновению кубической нелинейности ВАХ и не дает квадратичной. Вместе с тем Джонс кроме третьей гармоники при повышенных токовых и температурных нагрузках наблюдал в сигнале-отклике пленок Al вторую [199, 200]. Механизм возникновения второй гармоники остался невыясненным, хотя экспериментальные результаты указывают на тесную связь между электромиграционными повреждениями пленок и содержанием гармоник.

Квадратичная нелинейность ВАХ наблюдалась также для пленок молибдена, полученных магнетронным распылением, при сравнительно малой эффективной плотности синусоидального тока через образец ($j < 0,5 \times 10^4$ А см⁻²) [89, 90]. Как указывается в [90], одной из возможных причин появления квадратичной нелинейности в металлических пленках может быть механизм проводимости, связанный с надбарьерной эмиссией, даже при незначительном вкладе ее в общую

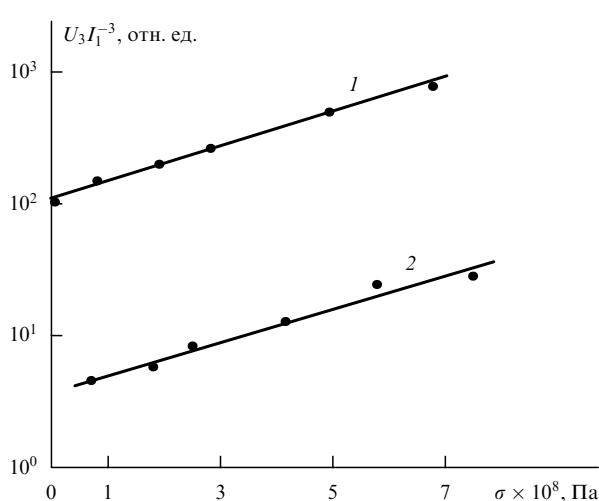


Рис. 21. Зависимости коэффициента нелинейности ВАХ от внутренних механических напряжений для пленок хрома (1) и молибдена (2) [143, 183].

(металлическую) проводимость пленки. Для металлов с высоким сродством к кислороду этот механизм электропроводности возможен вследствие образования тонких прослоек оксида (толщиной ~ 1 нм) по границам отдельных зерен из-за захвата пленкой при конденсации молекул кислорода.

5. $1/f^2$ -шум

За последние годы опубликовано достаточно много работ по исследованию связи между электромиграционной стойкостью тонких металлических пленок и уровнем $1/f$ -шума [17–19, 93]. Измерение $1/f$ -шума в таких экспериментах проводят при высоких токовых и температурных нагрузках, а наблюдаемый при этом $1/f^\gamma$ -шум имеет показатель $\gamma \simeq 2$.

Впервые предложенный в [201] метод прогнозирования устойчивости тонких металлических пленок к электромиграционным повреждениям по уровню $1/f$ -шума был подтвержден экспериментальными результатами [202], показавшими, что пленки Al с повышенным избыточным шумом имеют меньшее медианное время отказа. Затем Нери в [20] из температурных зависимостей СПМ $1/f^2$ -шума для пленок Al определил энергию активации, которая соответствовала энергии активации диффузии вакансий по границам зерен (около 0,6 эВ) и находилась в диапазоне значений, найденных другими методами.

При плотностях тока $j \sim 10^6 - 10^7$ А см $^{-2}$ наблюдается отклонение токовой зависимости СПМ шума от квадратичной. При этом $S \propto j^n$, где $n = 3, 4$ и даже 7. С возрастанием токовой нагрузки увеличивается также и показатель γ [20, 21, 93, 203–210]. Так, в пленках никрома показатель n возрастал с током от значения $n \simeq 2$ при малых токах до значений 3,5 и 4,5 при повышенных токах. Показатель формы спектра γ возрастал при этом от 2 до 2,5 [21]. Компоненту $1/f^2$ -шума иногда называют избыточным электромиграционным шумом. На явление электромиграции как причину низкочастотного шума в металлических пленках впервые было указано Врачевым [211].

Отклонение токовой зависимости СПМ электромиграционного шума от квадратичной указывает на то, что эта компонента фликкер-шума обусловлена неравновесными флуктуациями проводимости и связана с флуктуациями коэффициента в выражении (2.6) при нелинейных членах ВАХ [89, 90]. Неравновесная $1/f^2$ -компоненты шума появляется при высоких токовых и температурных нагрузках. При этом каждая из компонент равновесного $1/f$ -шума и неравновесного $1/f^2$ -шума играет различную роль в пленках [208]. Если $1/f$ -шум, обусловленный флуктуациями числа квазиравновесных вакансий в образце (отожженном и не подвергнутом деформированию), является стационарным, то электромиграционный шум, связанный с электромиграцией, приводящей к структурным изменениям в пленке, должен быть нестационарным.

В ряде работ показано, что электромиграционная компонента $1/f^2$ -шума возникает из-за диффузионного движения атомов по границам зерен [20, 93]. Энергия активации, определенная из температурных зависимостей СПМ шума, действительно соответствует энергии активации диффузии по границам зерен. Это подтверждается и данными Коха [212], где для пленок Al и его

сплавов энергия активации $1/f^2$ -шума увеличивалась одновременно с увеличением энергии активации диффузии по границам зерен по мере добавления примесей. Поскольку примесь сегрегируется на границах зерен, она оказывает слабое влияние на объемные свойства кристаллитов [213, 214].

В субмикронных металлических проводниках с бамбуковой структурой энергия активации, определенная из температурных зависимостей СПМ $1/f^2$ -шума, оказалась равной энергии активации диффузии по кристаллической решетке (1,45 эВ) [210]. Этот результат указывает на то, что $1/f^2$ -шум в данном случае обусловлен решеточной диффузией атомов [213, 214].

При измерениях на постоянном токе СПМ $1/f^2$ -шума обычно превышает СПМ равновесного $1/f$ -шума, для которого $\gamma \simeq 1$, только на очень низких частотах (порядка нескольких мГц–1 Гц), что затрудняет его изучение. Поэтому при изучении неравновесного электромиграционного шума можно использовать метод, основанный на измерении спектров амплитудных флуктуаций гармоник сигнала-отклика, возникающего при синусоидальном воздействии на образец, и позволяющий выделить неравновесный $1/f^2$ -шум из полной мощности шума [89, 90].

6. Заключение

Многие экспериментальные данные показывают, что равновесный шум вида $1/f$ в металлических пленках возникает из-за флуктуаций подвижности носителей тока. По-видимому, имеются два механизма равновесного $1/f$ -шума. Один из них связан с рассеянием на фононах, другой — с рассеянием на квазиравновесных вакансиях. Если для последнего механизма широкий набор времен релаксации, необходимый для объяснения $1/f$ -спектра, легко обосновывается, то для первого — физический механизм, дающий широкий набор времен релаксации, пока не вполне ясен, хотя в работе [32] Хоуге и выдвигает некоторые аргументы для такого объяснения.

Вакансационная модель $1/f$ -шума подтверждена многими экспериментальными данными по отжигу и старению пленок, по влиянию механических напряжений и деформирования, температуры и структурных факторов на уровень $1/f$ -шума. Однородные по структуре металлические пленки с малой концентрацией подвижных дефектов имеют низкий уровень $1/f$ -шума, который определяется формулой Хоуге при $\alpha_H \simeq 2 \times 10^{-3}$. Пленки с повышенной концентрацией стабильных дефектов, но с низкой подвижных, также имеют низкий уровень $1/f$ -шума (параметр $\alpha \simeq 10^{-5} - 10^{-3}$). Важным аргументом в пользу вакансационного механизма $1/f$ -шума в металлических пленках является взаимосвязь между $1/f$ -шумом и кубической нелинейностью ВАХ, найденная экспериментально и подтвержденная расчетом. Механизм рассеяния электронов на квазиравновесных вакансиях приводит к возникновению как кубической нелинейности ВАХ, так и равновесного $1/f$ -шума. Вакансационный механизм $1/f$ -шума объясняет многие экспериментальные результаты по $1/f$ -шуму в металлах. Выявленные закономерности в зависимостях СПМ $1/f$ -шума от различных факторов дают научную основу для изготовления металлических пленок с низким уровнем шума вида $1/f$.

Вместе с тем необходим более полный математический анализ вакансационной модели, позволяющий объяснить зависимость показателя формы спектра от внутренних механических напряжений, температуры и других факторов.

Недостаточно изучен неравновесный фликкер-шум, различные виды которого, наряду с равновесным, проявляются в проводящих пленках: а) в металлических пленках, содержащих примеси реактивных газов [89, 90], б) в пленках с высокой концентрацией стабильных дефектов при повышенных токах [91], в) при высоких токовых и температурных нагрузках, приводящих к электромассопереносу [203–210]. Изучение статистических свойств электромиграционного $1/f^2$ -шума представляет особый интерес для разработки новых методов прогнозирования электромиграционной стойкости проводящих пленок. Требуется более детальное изучение и неравновесных температурных флуктуаций, проявляющихся при перегревах пленок [91, 128].

Список литературы

1. Johnson J B *Phys. Rev.* **26** 71 (1925)
2. Schottky W *Phys. Rev.* **28** 74 (1926)
3. Ван дер Зил А *Флуктуационные явления в полупроводниках* (пер. с англ. под ред. Ф В Бункина) (М.: ИЛ, 1961)
4. Нарышкин А К, Врачев А С *Теория низкочастотных шумов* (М.: Энергия, 1972)
5. Ван дер Зил А *Шум. Источники, описание, измерение* (пер. с англ. под ред. А К Нарышкина) (М.: Сов. радио, 1973)
6. Van der Ziel A *Adv. Electron. Phys.* **49** 225 (1979)
7. Ван дер Зил А *ТИИЭР* **76** (4) 28 (1988)
8. Букингем М *Шумы в электронных приборах и системах* (пер. с англ. под ред. В Н Губанкова) (М.: Мир, 1986)
9. Лукьянчикова Н Б *Флуктуационные явления в полупроводниках и полупроводниковых приборах* (М.: Радио и связь, 1990)
10. Коган Ш М УФН **145** 285 (1985)
11. Hooge F N, Kleinpenning T G M, Vandamme L K J *Rep. Prog. Phys.* **44** 479 (1981)
12. Dutta P, Horn P M *Rev. Mod. Phys.* **53** (3) 497 (1981)
13. Weissman M B *Rev. Mod. Phys.* **60** 537 (1988)
14. Бочков Г Н, Кузовлев Ю Е УФН **141** 151 (1983)
15. Пряников В С *Прогнозирование отказов полупроводниковых приборов* (М.: Энергия, 1978)
16. Лукьянчикова Н Б *Электронная промышленность* (6) 28 (1983)
17. Celikk-Butler Z, in *AIP Conf. Proc. 285 "Noise in Physical Systems and 1/f Fluctuations"* (St. Louis, New York, 1993) p. 200
18. Sikula J, Touboul A, in *AIP Conf. Proc. 285 "Noise in Physical Systems and 1/f Fluctuations"* (St. Louis, New York, 1993) p. 206
19. Jones B K *Adv. Electron. and Electr. Phys.* **87** 201 (1994)
20. Neri B, Diligenti A, Bagnoli P E *IEEE Trans. Electron. Dev.* **ED-34** 2317 (1987)
21. Touboul A, Verdier F, Herve Y, in *Noise in Physical Systems and 1/f Fluctuations. Proc. Int. Conf.* (Kyoto, Japan, 1991) p. 73
22. Hooge F N, Hoppenbrouwers A M H *Physica* **45** 386 (1969)
23. Handel P H *Phys. Rev. Lett.* **34** 1492 (1975)
24. Handel P H *Phys. Rev. Lett.* **34** 1495 (1975)
25. Handel P H *Phys. Rev. A* **22** 745 (1980)
26. Handel P H, in *Noise in Physical Systems and 1/f Noise* (Eds A d'Amico, P Mazzetti) (N.Y.: Elsevier, 1986) p. 465
27. Van Viet K M *Solid-State Electron.* **34** 1 (1991)
28. Bychikhin S, Gertsenstein M, Potemkin V, in *Proc. 13 Conf. "Noise in Physical Systems and 1/f Fluctuations"* (Eds V Bareikis, R Katilius) (World Sci., 1995) p. 269
29. Black R D, Snow W M, Weissman M B *Phys. Rev. B* **25** 2955 (1982)
30. Мак Уортэр А, в кн. *Физика поверхности полупроводников* (пер. с англ. под ред. Г Е Пикиуса) (М.: ИЛ, 1959) с. 263
31. Hooge F N *Phys. Lett. A* **29** 139 (1969)
32. Hooge F N *Physica B* **162** 343 (1990)
33. Voss R F, Clarke J *Phys. Rev. B* **13** 556 (1976)
34. Eberhard J W, Horn P M *Phys. Rev. B* **18** 6681 (1978)
35. Fleetwood O M, Giordano N *Phys. Rev. B* **25** 1427 (1982)
36. Fleetwood D M, Giordano N *Phys. Rev. B* **27** 667 (1983)
37. Fleetwood D M, Mosden J T, Giordano N *Phys. Rev. Lett.* **50** 450 (1983)
38. Hooge F N *Physica B* **60** 130 (1972)
39. Hooge F N *Physica B* **83** 14 (1976)
40. Kleinpenning T G M *Physica B* **113** 189 (1982)
41. Bosman G, Zijlstra R J J, Van Rheenen A *Phys. Lett. A* **80** 57 (1980)
42. Weissman M B *J. Appl. Phys.* **51** 5872 (1980)
43. Black R D, Restle P J, Weissman M B *Phys. Rev. Lett.* **51** 1476 (1983)
44. Black R D, Weissman M B, Restle P J *J. Appl. Phys.* **53** 6280 (1982)
45. Weissman M B *Physica B* **100** 157 (1980)
46. Hooge F N, Vandamme L K J *Phys. Lett. A* **66** 315 (1978)
47. Palenskis V, Shoblitksaz Z *Solid State Commun.* **43** 761 (1982)
48. Hooge F N, Kedzia J, Vandamme L K J *J. Appl. Phys.* **50** (12) 8087 (1979)
49. Jevtic M M *Solid-State Electron.* **31** 1049 (1988)
50. Musha T *Phys. Rev. B* **26** 1042 (1982)
51. Dutta P, Eberhard J W, Horn P M *Solid State Commun.* **21** 679 (1977)
52. Leeman C, Skove M J, Stillwell E P *Solid State Commun.* **35** 97 (1980)
53. Voss R F, Clark J *Phys. Rev. Lett.* **36** 42 (1976)
54. Clark J, Voss R F *Phys. Rev. Lett.* **33** 24 (1974)
55. Scofield J H, Mantese J V, Webb W W *Phys. Rev. B* **32** 736 (1985)
56. Scofield J H, Webb W W *Phys. Rev. Lett.* **54** 353 (1985)
57. Киттель Ч *Введение в физику твердого тела* (пер. с англ. под ред. А А Гусева) (М.: Наука, 1978)
58. Паленскис В П, Шоблицас З П, Миколайтис Г С, в кн. *Флуктуационные явления в физических системах. Тез. докл. 4-й Всес. конф.* (Пущино, 1985) с. 102
59. Vandamme L K J, Kedzia J *Thin Solid Films* **65** 283 (1980)
60. Hooge F N, in *Noise in Physical Systems and 1/f Fluctuations. Proc. Int. Conf.* (Kyoto, Japan, 1991) p. 7
61. Kleinpenning T G M *Physica B* **98** 289 (1980)
62. Hooge F N, Hoppenbrouwers A M H *Phys. Lett. A* **29** 642 (1969)
63. Hoppenbrouwers A M H, Hooge F N *Philips Res. Rep.* **25** 69 (1970)
64. Tandon J L, Bilger H R J *Appl. Phys.* **47** 1697 (1976)
65. Rollin B V, Templeton I M *Proc. Phys. Soc. B* **66** Part 3 259 (1953)
66. Firle T E, Winston H J *Appl. Phys.* **26** 716 (1955)
67. Caloyannides M A J *Appl. Phys.* **45** 307 (1974)
68. Van Viet K M et al. *Physica* **20** 481 (1954)
69. Малахов А Н *Радиотехника и электроника* **4** (1) 54 (1959)
70. Brophy J J *Phys. Rev.* **166** 827 (1968)
71. Малахов А Н, Якимов А В *Радиотехника и электроника* **19** 2435 (1974)
72. Якимов А В *Изв. вузов. Радиофизика* **23** 238 (1980)
73. Brophy J J *J. Appl. Phys.* **40** 3551 (1969)
74. Brophy J J *J. Appl. Phys.* **41** 2913 (1970)
75. Purcell W E J *Appl. Phys.* **43** 2890 (1972)
76. Dell R A, Epstein M, Kannewurf C R J *Appl. Phys.* **44** 472 (1973)
77. Moore W J J *Appl. Phys.* **45** 1896 (1974)
78. Stoisiak M, Wolf D J *Appl. Phys.* **47** 362 (1976)
79. Потемкин В В, Степанов А В *Радиотехника и электроника* **25** 1269 (1980)
80. Потемкин В В, Степанов А В, в кн. *Флуктуационные явления в физических системах. Тез. докл. 2-й Всес. конф.* (Вильнюс, 1979) с. 66
81. Dutta P, Dimon P, Horn P M *Phys. Rev. Lett.* **43** 646 (1979)
82. Климонтович Ю Л *Статистическая физика* (М.: Наука, 1982)
83. Стратонович Р Л *Избранные вопросы теории флуктуаций в радиотехнике* (М.: Сов. радио, 1961)
84. Bell D A, Dissanayake S P B *Electron. Lett.* **11** 274 (1975)
85. Nelkin M, Tremblay A M S *J. Stat. Phys.* **25** 253 (1981)
86. Александров А А и др. *Изв. вузов. Радиофизика* **29** 980 (1986)
87. Александров А А и др. *Изв. вузов. Радиофизика* **31** 507 (1988)
88. Gargfunkel G A, Weissman M B *Bull. Am. Phys. Soc.* **32** 480 (1987)
89. Zhigal'skii G P, in *Fluctuat. Phen. in Phys. Systems* (Ed. V Palenskis) (Vilnius: University Press, 1994) p. 285
90. Жигальский Г П *ЖФХ* **69** 1355 (1995)

91. Potemkin V V, Stepanov A V, Zhigalskii G P, in *AIP Conf. Proc.* 285 "Noise in Physical Systems and 1/f Fluct." (St. Louis, New York, 1993) p. 61
92. Zhigalskii G P, in *AIP Conf. Proc.* 285 "Noise in Physical Systems and 1/f Fluct." (St. Louis, New York, 1993) p. 81
93. Dagge K et al., in *AIP Conf. Proc.* 285 "Noise in Physical Systems and 1/f Fluct." (St. Louis, New York, 1993) p. 603
94. Briggmann J et al., in *AIP Conf. Proc.* 285 "Noise in Physical Systems and 1/f Fluct." (St. Louis, New York, 1993) p. 607
95. Bull C S, Bozic S M Brit. J. Appl. Phys. **18** 883 (1967)
96. Lorteije J H J, Hoppenbrouwers A M H Philips Res. Rep. **26** 29 (1971)
97. Jones B K, Francis J D J. Phys. D.: Appl. Phys. **8** 1172 (1975)
98. Паленсис В П, Леонтьев Г Е, Миколайтис Г С *Радиотехника и электроника* **21** 2433 (1976)
99. Jones B K Electron. Lett. **12** 110 (1976)
100. Beck H G E, Spruit W P J. Appl. Phys. **49** 3384 (1978)
101. Dutta P, Eberhard J W, Horn P M Solid State Commun. **27** 1389 (1978)
102. Clarke J, Hsiang T Y Phys. Rev. Lett. **34** 1217 (1975)
103. Clarke J, Hsiang T Y Phys. Rev. B **13** 4790 (1976)
104. Weissman M B, Dollinger G D J. Appl. Phys. **52** 3095 (1981)
105. Жигальский Г П и др. *Изв. вузов. Радиофизика* **33** 1181 (1990)
106. Андрушко А Ф, Бакши И С, Жигальский Г П *Изв. вузов. Радиофизика* **24** 498 (1981)
107. Куро Г А, Жигальский Г П *Физика пленок* Ч. 2 (учебное пособие) (М.: МИЭТ, 1980)
108. Болтакс Б И *Диффузия в полупроводниках* (М.: Физматгиз, 1961)
109. Keshner M S Proc. IEEE **70** 212 (1982)
110. Орлов В Б, Якимов А В *Изв. вузов. Радиофизика* **33** 196 (1990)
111. Van der Ziel A Physica **16** 359 (1950)
112. Du Pre F Phys. Rev. **78** 615 (1950)
113. Коган Ш М, Нагаев К Е *Письма в ЖТФ* **10** 313 (1984)
114. Kogan Sh M, Nagaev K E Solid. State Commun. **49** 387 (1984)
115. Якимов А В *Изв. вузов. Радиофизика* **28** 1071 (1985)
116. Козуб В И, в кн. *Флуктуационные явления в физических системах*. Тез. докл. 4-й Всес. конф. (Пущино, 1985) с. 73
117. Вайнштейн Л А *ДАН СССР* **285** 609 (1985)
118. Halford D Proc. IEEE **56** 251 (1968)
119. Паленсис В и др., в кн. *Флуктуационные явления в физических системах. Материалы 3-й Всес. конф.* (Вильнюс, 1983) с. 131
120. Radeka V IEEE Trans. Nucl. Sci. **NS-16** 17 (1969)
121. Ландау Л Д, Либниц Е М *Статистическая физика* Ч. 1 (М.: Наука, 1976)
122. Жигальский Г П, Карев А В *Радиотехника и электроника* **22** 2610 (1977)
123. Kleipenning T G M Physica B **84** 353 (1976)
124. Scofield J H, Darling D H, Wedd W W Phys. Rev. B **24** 7450 (1981)
125. Black R D, Weissman M B Phys. Rev. B **24** 7454 (1981)
126. Якимов А В *ЖТФ* **56** 1657 (1986)
127. Ketchen M B, Clarke J Phys. Rev. B **17** 141 (1978)
128. Жигальский Г П, Федоров А С *Изв. вузов. Радиофизика* **28** 1192 (1985)
129. Жигальский Г П, Бакши И С *Радиотехника и электроника* **25** 771 (1980)
130. Sato H J. Phys. Soc. Jpn. **44** 49 (1978)
131. Sato H Physica B **97** 194 (1979)
132. Van Viet K M, Van der Ziel A, Schmidt R R J. Appl. Phys. **51** 2947 (1980)
133. Вайнштейн Л А *ЖЭТФ* **83** 1841 (1982)
134. Van Viet K M, Mehta H Phys. Status Solidi **106** 11 (1981)
135. Климонтович Ю Л *ЖЭТФ* **80** 2243 (1981)
136. Климонтович Ю Л *Письма в ЖТФ* **9** 406 (1983)
137. Luwdstrom I, Mc Queen D, Klason C Solid. State Commun. **13** 1941 (1973)
138. Klason C Solid. State Commun. **13** 1941 (1973)
139. Жигальский Г П, Федоров А С *Изв. вузов. Радиофизика* **37** 161 (1994)
140. Якимов А В *Изв. вузов. Радиофизика* **25** 3033 (1982)
141. Masoero A, Mazzetti P, Stepanescu A Vacuum **27** 349 (1977)
142. Potemkin V V et al., in *Noise in Physical Systems and 1/f Fluctuations. Proc. Int. Conf.* (Kyoto, Japan, 1991) p. 607
143. Zhigalskii G P, in *Noise in Physical Systems and 1/f Fluctuations. Proc. Int. Conf.* (Kyoto, Japan, 1991) p. 39
144. Ederhard J W, Horn P M Phys. Rev. Lett. **39** 643 (1977)
145. Robinson F N H Phys. Lett. A **97** 162 (1983)
146. Pelz J, Clarke J Phys. Rev. Lett. **55** 738 (1985)
147. Pelz J, Clarke J Phys. Rev. B **36** 4479 (1987)
148. Fleetwood D M, Giordano N Phys. Rev. B **31** 1157 (1985)
149. Miller S C Phys. Rev. B **24** 3008 (1981)
150. Коган Ш М, Нагаев К Э *ФТТ* **24** 3381 (1982)
151. Дамаск А, Динс Дж *Точечные дефекты в металлах* (М.: Мир, 1966)
152. Томпсон М *Дефекты и радиационные повреждения в металлах* (пер. с англ. под ред. В С Юрской) (М.: Наука, 1983)
153. Жирифалько П *Статистическая физика твердого тела* (М.: Мир, 1975)
154. Палатник Л С, Фукс М Я, Косевич В М *Механизм образования и структура конденсированных пленок* (М.: Наука, 1972)
155. Чопра К Л *Электрические явления в тонких пленках* (пер. с англ. под. ред. Т Д Шермергера) (М.: Мир, 1972)
156. Потемкин В В, Бакши И С, Жигальский Г П *Радиотехника и электроника* **28** 221 (1983)
157. Celasco M, Fiorillo F, Mazzetti P Phys. Rev. Lett. **36** 38 (1976)
158. Бокштейн Б С *Диффузия в металлах* (М.: Металлургия, 1978)
159. Жигальский Г П и др., в сб. *Науч. тр. по проблемам микроЭлектроники. Полупроводниковые приборы и интегральные схемы* Вып. 27 (М.: МИЭТ, 1976) с. 134
160. Жильков Э А и др., в сб. *Науч. тр. по проблемам микроЭлектроники. Полупроводниковые приборы и интегральные схемы* Вып. 27 (М.: МИЭТ, 1976) с. 127
161. Добрынина Г М, Жигальский Г П, Новиков В В, в сб. *Науч. тр. по проблемам микроЭлектроники. Полупроводниковые приборы и интегральные схемы* Вып. 27 (М.: МИЭТ, 1976) с. 141
162. Bakshee I S et al., in *Proc. 10th Int. Conf. on Noise in Physical Systems* (Ed. A Ambrozy) (Budapest, 1990) p. 389
163. Бакши И С и др., в кн. *Флуктуационные явления в физических системах. Тез. докл. 5-й Всес. конф.* (Вильнюс, 1988) с. 117
164. Жигальский Г П, Карев А В, Сирашвили И Ш, в кн. *Флуктуационные явления в физических системах. Тез. докл. 5-й Всес. конф.* (Вильнюс, 1988) с. 133
165. Zimmerman N M et al. Phys. Rev. B **34** 773 (1986)
166. Celasco M, Fiorillo F, Masoero A Phys. Rev. B **19** 1304 (1979)
167. Verbruggen A H, Koch R H, Umbach C P Phys. Rev. B **35** 5864 (1987)
168. Куро Г А, Жильков Э А *МикроЭлектроника* **1** 144 (1972)
169. Куро Г А и др. *ДАН СССР* **219** 582 (1974)
170. Жигальский Г П, Добрынина Г М, Федоров А С, в сб. *Науч. тр. МИЭТ по проблемам микроЭлектроники. Сер. физико-математическая* Вып. 35 (М.: МИЭТ, 1977) с. 150
171. Агриков Ю М и др. *Электронная техника. Сер. 6. МикроЭлектроника* (5) 69 (1970)
172. Жигальский Г П, Маркарянц Э А, Федоров А С *Поверхность. Физика, химия, механика* (4) 78 (1993)
173. Гегузин Я Е *Диффузационная зона* (М.: Наука, 1979)
174. Жигальский Г П, Брылов И Н, Маркарянц Э А, в сб. *Науч. тр. МИЭТ "Физика и моделирование технологических процессов, маршрутов и элементов СБИС"* (Под ред. Ю А Парменова) (М.: МИЭТ, 1991) с. 46
175. Ахромушкин Е А, Жигальский Г П, в сб. *Науч. тр. МИЭТ "Физика и моделирование технологических процессов, маршрутов и элементов СБИС"* (Под ред. Ю А Парменова) (М.: МИЭТ, 1991) с. 37
176. Potemkin V V et al., in *Proc. 6th Sci. Conf. on Fluctuation Phenomena in Physical Systems* (Palanga, Lithuania, 1991) p. 79
177. *Пленочная микроЭлектроника* (Под ред. Л Холлэнда) (М.: Мир, 1968)
178. *Таблицы физических величин. Справочник* (Под ред. И К Кикоина) (М.: Атомиздат, 1976)
179. Dagge K et al., in *Proc. 13 Conf. "Noise in Phys. Systems and 1/f Fluctuations"* (Eds V Bareikis, R Katilius) (Singapore: World Scientific, 1995) p. 603
180. Жигальский Г П, Куро Г А, Сирашвили И Ш *Изв. вузов. Радиофизика* **26** 207 (1983)
181. Dimon P, Dutta P, Horn P M Bull. Am. Phys. Soc. **24** 358 (1979)

182. Потемкин В В, Герценштейн М Е, Бакши И С *Изв. вузов. Физика* **26** 114 (1983)
183. Жигальский Г П *Письма в ЖЭТФ* **54** 510 (1991)
184. Журков С Н *ФТТ* **25** 3119 (1983)
185. Тимашев С Ф *ДАН СССР. Физ., химия* **279** 1407 (1984)
186. Жигальский Г П, Соков Ю Е, Томсон Н Г *Радиотехника и электроника* **24** 410 (1979)
187. Fleetwood D M, Giordano N *Phys. Rev. B* **28** 3625 (1983)
188. Жигальский Г П, Куров Г А, Сиранашвили И Ш, в кн. *Пути повышения стабильности и надежности микроЗементов и микросхем. Материалы 2-го Всес. научно-технического семинара* (Рязань: РПТИ, 1982) с. 41
189. Жигальский Г П, Соков Ю Е, Томсон Н Г, в кн. *Физика полупроводников и микроЗемоника* (Рязань: РПТИ, 1977) с. 63
190. Гофман Р У, в кн. *Физика тонких пленок* Т. 3 (Под ред. Дж Хасса, Р Э Туна) (М.: Мир, 1968) с. 255
191. Фридель Ж *Дислокации* (пер. с англ. под ред. А А Ройтбурда) (М.: Мир, 1967)
192. Ван Бюрен Х Г *Дефекты в кристаллах* (пер. с англ. под ред. А Н Орлова, В Р Регеля) (М.: ИЛ, 1962)
193. Хирт Дж, Лате И *Теория дислокаций* (пер. с англ. под ред. Э М Нагорного, Ю А Осипьяна) (М.: Атомиздат, 1972)
194. Прохоров Н Н *Физические процессы в металлах при сварке* Т. 2 (М.: Металлургия, 1976)
195. Scofield J H, Mantese J V, Webb W W *Phys. Rev. B* **34** 723 (1986)
196. Kirby P L *Electronic Engineering* **37** 722 (1965)
197. Добрынина Г М, Жигальский Г П, Мозгин А А, в кн. *Физика полупроводников и микроЗемоника* (Рязань: РПТИ, 1979) с. 79
198. Жигальский Г П, Сиранашвили И Ш, Халецкий В Г, в кн. *Методы и средства интегральной диагностики* (Киев: КПИ, 1984) с. 28
199. Jones B K, Xu Y Z, Emonts P G A, in *Conf. Proc. ESREF 92* (Schwabisch Gmund, Germany, 1992) p. 363
200. Jones B K, Xu Y Z *Microelectron. Reliab.* **33** 1829 (1993)
201. Потемкин В В, Бакши И С, Жигальский Г П, в кн. *Электро-флуктуационная диагностика материалов и изделий электронной техники* (М.: ЦНИИИТЭИ, 1981) с. 52
202. Chen T M, Djeu T P, Moore R D, in *Proc. Reliability Phys.* (1985) p. 87
203. Bagnoli P E et al. *J. Appl. Phys.* **63** 1448 (1988)
204. Neri B et al., in *Noise in Physical systems. Proc. 10th Int. Conf.* (Ed. A Ambrozy) (Budapest, Hungary, 1990) p. 237
205. Chen T M, Fang P, Cottle J G, in *Noise in Physical Systems. Proc. 10th Int. Conf.* (Ed. A Ambrozy) (Budapest, Hungary, 1990) p. 515
206. Schwarz J A et al. *J. Appl. Phys.* **70** 1561 (1991)
207. Smith R G, Biery G A *Appl. Phys. Lett.* **65** 315 (1994)
208. Chen T M, in *AIP Conf. Proc. 285 "Noise in Physical Systems and 1/f Fluct."* (St. Louis, New York, 1993) p. 17
209. Yassine A M, Chen T M, in *Proc. 13th Conf. "Noise in Physical Systems and 1/f Fluctuations* (Eds V Bareikis, R Katilius) (Singapore: World Scientific, 1995) p. 614
210. Ciolfi C, Diligenti A, Neri B, in *Proc. 13th Conf. "Noise in Physical Systems and 1/f Fluctuations* (Eds V Bareikis, R Katilius) (Singapore: World Scientific, 1995) p. 618
211. Врачев А С *Тр. Моск. энерг. ин-та Вып.* 522 (1981) с. 19
212. Koch R H, Lloyd J R, Cronin J *Phys. Rev. Lett.* **55** 2487 (1985)
213. Д'Эрль Ф, Розенберг Р, в кн. *Физика тонких пленок* Т. 7 (Под ред. Дж Хасса, М Х Франкомба, Р У Гофмана) (М.: Мир, 1977) с. 284
214. *Тонкие пленки. Взаимная диффузия и реакции* (Под ред. Дж Поута, К Ту, Дж Майера) (М.: Мир, 1982)

1/f noise and nonlinear effects in thin metal films

G.P. Zhigal'skiy

*Moscow Institute of Electronic Engineering (Technical University)
103498 Moscow, Russia
Tel. (7-095) 532-99 24
Fax (7-095) 530-22 33
E-mail: zh@orgland.ru*

Work on 1/f noise and nonlinear effects in thin metal films is reviewed. The experimental dependences of the noise level and the $I-V$ cubic nonlinearity coefficient on film thickness, temperature, and internal mechanical stresses are presented. The data on the effect of film microstructure on the noise level are also given. The noise spectral density and the $I-V$ nonlinearity coefficient both show an activation temperature dependence and an exponential stress dependence, for high mobile-carrier concentrations. A physical model of 1/f noise and $I-V$ nonlinearity is analysed which involves the creation and annihilation of quasi-nonequilibrium vacancies in the bulk of the film and enables the observed experimental data and the relationship between the 1/f noise and the $I-V$ nonlinearity to be explained.

PACS numbers: 72.70.+m, 73.50.Td

Bibliography — 214 references

Received 19 July 1996, revised 28 November 1996