Известия НАН Армении, Физика, т.36, №6, с.355-362 (2001)

УДК 621.382

НИЗКОЧАСТОТНЫЙ ШУМ И ФОРМУЛА ХУГА

Ф.В. ГАСПАРЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 16 марта 2001г.)

Рассмотрены особенности и модели формирования низкочастотных шумов в макроскопических физических системах. Предложена новая формулировка общеизвестной формулы Хуга.

1. Введение

Низкочастотные (НЧ) флуктуации со спектром $1/f$ обнаружены во многих конденсированных средах. Джонсон в 1925г. впервые обнаружил $1/f$-флуктуации в электронных лампах [1]. Хуг с сотрудниками обнаружили такие флуктуации в проводниках и полупроводниках и предложили эмпирическую формулу для их описания [2]. Муша с сотрудниками обнаружили $1/f$-флуктуации мнимой части диэлектрической проницаемости и фононных возбуждений в кварце [3,4], измерили в биологических системах промежуточные $1/f$-флуктуации в сердцебиениях [5], в активных нейронах африканских улиток [6], а также в самоподдерживающихся колебаниях искусственных мембран [7].

Хотя НЧ $1/f$-флуктуации обнаружены во многих физических системах [1-8], однако пока полностью не выяснены различия между механизмами возникновения таких флуктуаций. Эмпирическая формула Хуга для $1/f$-шума в однородных полупроводниках имеет вид [9]

$$\frac{S_A}{A^2}=\frac{\alpha_H}{Nf}, \tag{1}$$

где S_A – спектральная плотность (СП) шумов, через A могут быть обозначены ток или сопротивление. N – полное число носителей в образце, f – частота, а α_H – параметр Хуга (во многих материалах и приборах $\alpha_H \approx 2.10^{-3}$). Эта формула описывает так называемый чистый $1/f$-шум. Однако многочисленные эксперименты обнаруживают зависимость типа $1/f^{\gamma}$ со значениями $0<\gamma\le 2$. Например, в металлических пленках толщиной $\sim 10^{-5}$ см: $\gamma = 1{,}19\pm0{,}07$ (Ag), $1{,}17\pm0{,}09$ (Cu), $1{,}08\pm0{,}08$ (Au), $1{,}20\pm0{,}08$ (Au_xAg_{1-x}), $1{,}14\pm0{,}08$ (In), $1{,}16\pm0{,}11$ (Sn), $1{,}15\pm0{,}10$ (Pb), $1{,}15\pm0{,}07$ (Pt) [10]; в VO_2 $\gamma = 1{,}188\pm0{,}002$ [11]; в висмутовых пленках толщиной 150 нм

$1{,}3 \le \gamma \le 1{,}5$ [12]; в угольных резисторах $0{,}8 < \gamma < 1{,}4$ [13]; в полупроводниках с одноуровневыми глубокими центрами $0{,}5 \le \gamma \le 1{,}5$ [14]; в сверхпроводниковых тонких пленках $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ до частот $f \approx 100$ Гц $\gamma = 1{,}02$, а при $f > 100$ Гц $\gamma \approx 1{,}5$ [15]; для MOS-транзисторов $0{,}9 \le \gamma \le 1{,}1$ [5], $0{,}7 < \gamma < 1{,}1$ [16], $\gamma = 1 \pm 0{,}1$ [17]; в субмикронных CMOS-транзисторах $0 < \gamma \le 2$ [18]; в MOM-структурах $\gamma = 1{,}3$ [19]; в однополярных транзисторах $0{,}5 < \gamma < 1{,}5$ [20]; в δ-легированной гетероструктуре из GaAs/AlGaAs $0{,}8 \le \gamma \le 1{,}07$ [21]; в гетеропереходах из GaN/GaAlN выше 100 Гц $\gamma = 0{,}5$ [22]; в структурах InGaAs/GaAs $0{,}95 < \gamma < 1{,}05$ [23]; в Шоттки барьерах на основе Ir/p-Si и Ir/p-$Si_{1-x}Ge_x$ $0{,}9 < \gamma < 1{,}2$ [24]; в Шоттки фотодиодах на основе $Al_xGa_{1-x}N:Si$ $1 \le \gamma \le 1{,}2$ [25]; для ИК-детекторов на основе гетеропереходов из GaAs $1 \le \gamma \le 1{,}2$ [26]; в pH-ионноселективных полевых транзисторах $0{,}8 < \gamma < 1{,}2$ [27]; для MOS-туннельных диодов при $f < 10$ Гц $\gamma \approx 1{,}18$ [1], в полевых транзисторах из SiC $\gamma \approx 1{,}5$ [2,28]; в биполярных транзисторах на основе InP/InGaAs $\gamma = 1{,}1$ [29]; в MODFET-транзисторах на основе GaN $0{,}85 < \gamma < 1{,}03$ [30], на основе InP $0{,}8 < \gamma < 1{,}2$ [31]; в транзисторах на основе $Al_xGa_{1-x}As/In_yGa_{1-y}As/GaAs$ $0{,}8 \le \gamma \le 1{,}4$ [3]; для эпитаксиальных слоев AlGaAs $1 < \gamma < 1{,}2$ [4]; в 2D-MOSFET-транзисторах $\gamma = 0{,}6$ [32].

Значения показателя γ сильно зависят от свойств материала, его размеров и температуры [5]. Такое различие между формулой Хуга и экспериментальными данными Муша связывает с "взрывным" шумом [6]. Известно, что сумма 1/f-шума с взрывным шумом может дать шум со спектральной зависимостью $1/f^{\gamma}$, где значения γ находятся в интервале $0 < \gamma < 2$. Заметим еще одно важное обстоятельство: как теоретические, так и экспериментальные данные не дают ясной картины 1/f-шума при нулевых частотах [6,7,15,33-38].

Для объяснения механизмов возникновения НЧ шумов были предложены различные модели. Общеизвестна модель поверхностного шума Мак Уортера [36], в которой принимается, что носители туннелируются и захватываются на электронные состояния у приповерхностного окисного слоя. Агу предложил модель для рассеивающей системы [33]. Гендел предложил модель квантовых 1/f-флуктуаций [34].

2. Теоретические модели

Согласно [37,38] спектральную плотность НЧ шумов можно описать следующими зависимостями:

$$S(f) \sim \mathrm{const} \text{ при } f \ll f_1,\quad S(f) \sim \ln(1/f) \text{ при } f_1 \ll f \ll f_2,$$

$$S(f) \sim f^{-1/2} \text{ при } f_2 \ll f \ll f_3,\quad S(f) \sim f^{-3/2} \text{ при } f_3 \ll f.$$

Здесь $f_i = D/\pi d_i^2$, а d_i $(i = 1;2;3)$ – размеры исследуемого образца. Согласно этой модели, для кубических образцов $f_1 = f_2 = f_3$, и на СП после

НЧ плато при $f \le f_1$ появится только зависимость $f^{-3/2}$. Для прямоугольных образцов между НЧ плато и зависимостью $f^{-3/2}$ может сформироваться участок с зависимостью $\ln(1/f)$ или $f^{-1/2}$. Кларк и Восс предложили следующее выражение для СП низкочастотных шумов [37]:

$$\frac{S(f)}{V^2} = \frac{\beta^2 T^2}{3N[3+2\ln(d_1/d_2)]f} = \frac{\beta^2 T^2}{3N[3+2\ln(f_2/f_1)]f},$$

где V – приложенное к образцу напряжение, T – абсолютная температура, β – температурный коэффициент сопротивления образца.

В полупроводниках появление спектров типа $f^{-1/2}$ и $f^{-3/2}$ обычно связывается с диффузионными процессами. Дробовое броуновское движение, широко применяемое для моделирования различных физических систем, тоже описывается спектром вида $1/f^{\gamma}$, где $1<\gamma<3$ [39].

В основе всех моделей флуктуации концентрации (Δn-модели) лежит принцип сложения генерационно-рекомбинационного (Г-Р) спектра со специальными распределениями времен жизни τ_i. В этих моделях $1/f$-спектр получается в интервале частот $1/\tau_2$ и $1/\tau_1$, если $\tau_1<\tau_i<\tau_2$ (τ_1 и τ_2 – минимальное и максимальное значения времен туннелирования и Г-Р процессов). Ниже значения $1/\tau_2$ спектр является белым, а выше $1/\tau_1$ СП пропорциональна f^{-2}. Для Δn-модели Хугом предложено следующее выражение для СП S_N [40]:

$$S_N = \overline{(\Delta N)^2}\,\frac{4}{\ln(\tau_2/\tau_1)}\,\frac{1}{\omega}\,\mathrm{Arctan}\,(\omega\tau_i)\Big|_{\omega\tau_1}^{\omega\tau_2}. \qquad (2)$$

Отсюда легко получить следующие зависимости:

$$S_N = \overline{(\Delta N)^2}\,\frac{4\tau_2}{\ln(\tau_2/\tau_1)} = \text{const} \quad \text{при} \quad 2\pi f \ll \frac{1}{\tau_2} \ll \frac{1}{\tau_1},$$

$$S_N = \overline{(\Delta N)^2}\,\frac{4\tau_2}{\ln(\tau_2/\tau_1)}\,\frac{2}{\pi f} \sim \frac{1}{f} \quad \text{при} \quad \frac{1}{\tau_2} \ll 2\pi f \ll \frac{1}{\tau_1},$$

$$S_N = \overline{(\Delta N)^2}\,\frac{4\tau_2}{\ln(\tau_2/\tau_1)}\,\frac{1}{\tau_1\pi^2 f^2} \sim \frac{1}{f^2} \quad \text{при} \quad \frac{1}{\tau_2} \ll \frac{1}{\tau_1} \ll 2\pi f.$$

Заметим, что в Δn – модели Хуга зависимость $1/f$ получается только при отсутствии переходов между ловушками с различными τ.

Согласно теории Мак Уортера, $1/f$-шум в полупроводниках создается туннелированием носителей на поверхностные ловушки [36]. В этом случае СП также описывается формулой (2) [41].

В последние годы вырос интерес у исследователей к теории квантового $1/f$-шума, предложенной Генделем. Для СП шумов он предложил следующее выражение [34]:

$$S(f)=\frac{4\alpha\Delta\upsilon^2}{3\pi c^2}\frac{eI}{\tau f},\quad \frac{4\alpha\Delta\upsilon^2}{3\pi c^2}=\alpha_H,\quad \tau=\frac{2d_{12}}{\upsilon_1+\upsilon_2},\quad \Delta\upsilon=\upsilon_2-\upsilon_1.$$

Здесь c – скорость света, $\alpha=1/137$ – постоянная тонкой структуры, $\Delta\upsilon$ – изменение скорости электрона на траектории d_{12}. Это выражение также описывает "чистый" $1/f$-шум.

В [42] путем измерений шумов магнитного потока в сверхрешетках YBCO/PBCO изучалось пространственное распределение флуктуаций. В низкотемпературной области спектр шума имел резко выраженную $f^{-3/2}$ зависимость, характерную для стационарного диффузионного шума, в то время как в области высоких температур шум имел белый спектр. В НЧ границе шумы становились белыми, обусловленными ограниченными размерами системы (насыщенное случайное блуждание [43]), в то время как в области высоких частот имела место зависимость $f^{-3/2}$:

$$S_U(f)=kN_0U_0^2f_0^{-1}\ \text{для}\ \ f\ll f_0,\quad S_U(f)=kN_0U_0^2f_0^{1/2}f^{-3/2}\ \text{для}\ f\gg f_0,$$

где k – зависящий от геометрии образца параметр порядка единицы, N_0 – число диффундирующих вихрей в образце, U_0 – вклад (линейный) одного вихря в выходное напряжение, $f_0=\alpha D(T)/2L^2$, $\alpha\approx 1$, D – коэффициент диффузии; L – диаметр принимающего электрода.

В 1994г., основываясь на идее Мак Уортера, Ешида предложил новую модель для $1/f$-шума в полупроводниках [44]. Идея этой модели основана на случайных движениях частиц, а не на распределении времен релаксации. Предложено следующее выражение для мощности СП:

$$E(f)=\frac{2a_0^2C_0^2}{\pi T_H f}\left[\mathrm{Arctan}(\pi T_H f)-\mathrm{Arctan}(\pi T_L f)\right]=2a_0^2C_0^2=\mathrm{const}\ \text{при}\ f\ll\frac{1}{\pi T_H},$$

$$E(f)=\frac{a_0^2C_0^2}{T_H f}\sim\frac{1}{f}\ \text{при}\ \frac{1}{\pi T_H}\ll f\ll\frac{1}{\pi T_L},$$

$$E(f)=\frac{2a_0^2C_0^2}{\pi^2T_LT_Hf^2}\sim\frac{1}{f^2}\ \text{при}\ \frac{1}{\pi T_L}\ll f.$$

Здесь T_L и T_H – времена, соответствующие минимуму и максимуму длины волны, a_0 и C_0 – некоторые постоянные. Эта модель также описывает чистый $1/f$-шум.

3. Анализ и обсуждение результатов

Любой физическая параметр, описывающий реальную физическую систему, имеет флуктуации около своего стационарного значения. Амплитуда A и частота f этих случайных флуктуаций зависят от числа частиц N в данной системе. Хаотические тепловые флуктуации частиц имеют определяющую роль в формировании $1/f$-шума [45]. Поскольку все частицы, образующие кристалл, связаны друг с другом упругими силами, то любая из этих частиц, будучи выведенной из положения равновесия, начнет совершать колебательное движение, которое, в свою очередь, будет возбуждать колебания других частиц. Наиболее коротковолновые колебания, возбуждающиеся при этом, будут характеризоваться длиной волны, равной по величине удвоенному расстоянию между соседними атомами, в то время как длина волны наиболее длинноволновых колебаний будет соответствовать удвоенной длине кристалла. Максимальная амплитуда флуктуаций A_{max} должна ограничиваться размерами системы (т.е. числом частиц в ней) и должна соответствовать "полной инверсии" данной системы (ситуация, когда в результате флуктуаций частица максимально смещена от своего равновесного состояния и описывается инверсионными значениями физических величин). Ясно, что для макроскопических систем $A_{max} \sim N$. Частоты этих флуктуаций должны быть ограниченными и пропорциональными вероятностям этих флуктуаций. Для макроскопических и термодинамически равновесных систем вероятность "полной инверсии" – весьма малая величина и уменьшается с ростом N, так что частоты флуктуаций с максимальной амплитудой A_{max} могут иметь весьма малые значения. Известно, что для многих физических систем НЧ шумы не проявляют тенденцию насыщения до частот 10^{-6}–10^{-4} Гц, хотя модель Мак Уортера, например, предсказывает наличие НЧ плато [14,36].

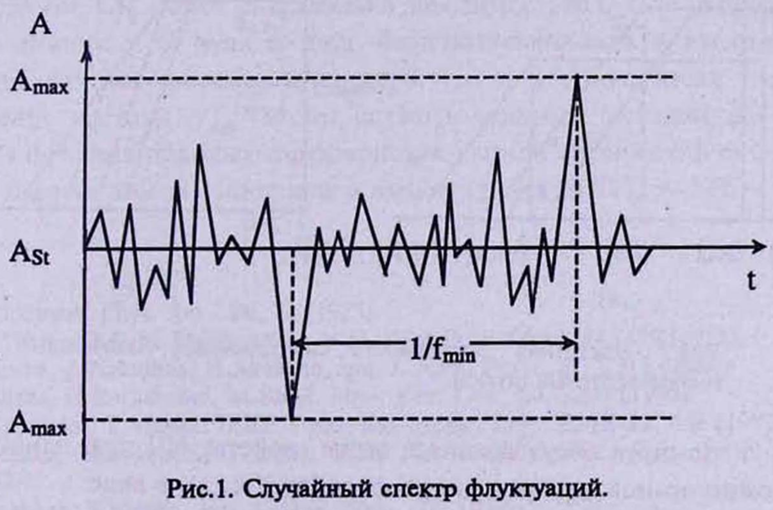

Рис.1. Случайный спектр флуктуаций.

Рассмотрим НЧ поведение случайных флуктуаций. На рис.1 показан спектр таких флуктуаций, где A_{st} – стационарное значение величины A, t – время. Чем больше число частиц, тем меньше частота "полной инверсии" системы. В изолированной системе число частиц – определенная величина; следовательно, амплитуда A_{max} тоже должна быть определенной. Ниже используется понятие о НЧ пределе флуктуации f_{min}, соответствующей "полной инверсии". При $f \le f_{min}$ $A = A_{max}$ и СП больше не растет. Она принимает определенное значение $S_{A,max}$. Заметим, что значение $1/f_{min}$ соответствует времени, в течение которого частица, максимально смещенная от своего равновесия, проходит расстояние от одного края системы до другой. Такие флуктуации, как известно, должны приводить к НЧ диффузионному шуму со спектром $1/f$.

Используя идеи о S_{max} и f_{min}, можно утверждать, что каждая изолированная система описывается конкретными значениями f_{min} и в области частот $f < f_{min}$ СП шума становится постоянной величиной (например, $S_{max,1}$, $S_{max,2}$ и $S_{max,3}$ на рис.2а для кривых 1,2 и 3, причем $N_1 > N_2 > N_3$). С другой стороны, 1/f-спектр можно представить как результат действий независимых ловушек, которые дают индивидуальные вклады в СП [4,33] (рис.2б, $L_{g-r,1}$, $L_{g-r,2}$ и $L_{g-r,3}$ лоренцианы). Тогда НЧ плато $S(f)$ может соответствовать самому НЧ лоренциану, которое еще может реализоваться в данной системе. Ясно, что этот лоренциан должен описывать самое большое "характеристическое время релаксации" и описываться величиной $1/f_{min}$.

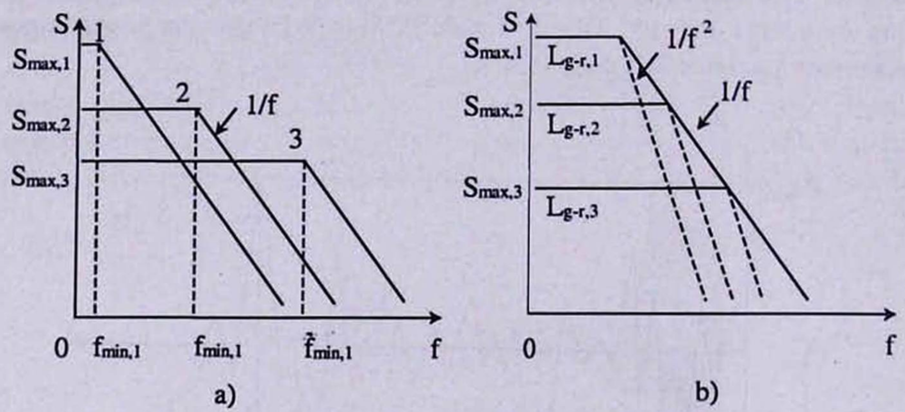

Рис.2. Частотная зависимость спектральных плотностей низкочастотных шумов.

Резюмируя обсуждавшиеся выше свойства НЧ поведения 1/f-шума, можно по-новому представить формулу Хуга (1) в виде:

$$\frac{S_A}{A^2} = \frac{\alpha_H}{Nf_{min}} \left(\frac{f_{min}}{f} \right)^{2m}, \quad m = 1 - \frac{1}{1 + (gf / f_{min})^2}. \tag{3}$$

Через g определяются зависимости параметра m как от частоты, так и от физических свойств материала и его геометрических размеров.

Из выражений (3) получаем:

$$\left(\frac{gf}{f_{\min}}\right) << 1,\ f = f_L << \frac{f_{\min}}{g},\ \ m = 0,\ \ \frac{S_A}{A^2} = \frac{\alpha_H}{Nf_{\min}} = \text{const} \tag{4а}$$

$$\left(\frac{gf}{f_{\min}}\right) = \frac{1}{3},\ f = \frac{f_{\min}}{\sqrt{3}g},\ \ m = \frac{1}{4},\ \ \frac{S_A}{A^2} = \frac{\alpha_H}{N\sqrt{f_{\min} f}} \sim f^{-\frac{1}{2}}, \tag{4б}$$

$$\left(\frac{gf}{f_{\min}}\right) = 1,\ f = \frac{f_{\min}}{g},\ \ m = \frac{1}{2},\ \ \frac{S_A}{A^2} = \frac{\alpha_H}{Nf} \sim f^{-1}, \tag{4в}$$

$$\left(\frac{gf}{f_{\min}}\right) = 3,\ f = \frac{\sqrt{3}f_{\min}}{g},\ \ m = \frac{3}{4},\ \ \frac{S_A}{A^2} = \frac{\alpha_H\sqrt{f_{\min}}}{Nf^{3/2}} \sim f^{-\frac{3}{2}}, \tag{4г}$$

$$\left(\frac{gf}{f_{\min}}\right) >> 3,\ f = f_H >> \frac{f_{\min}}{g},\ \ m = 1,\ \ \frac{S_A}{A^2} = \frac{\alpha_H f_{\min}}{Nf^2} \sim f^{-2}, \tag{4д}$$

Нам представляется, что видоизмененная формула Хуга (3) наиболее полно описывает СП шумов, причем из (3) следуют всевозможные наблюдаемые на эксперименте спектры (включая как Г-Р, диффузионные, так и формула Хуга (1)). Отметим также, что в зависимости от величины параметра g в частотном интервале $f_L \le f \le f_H$ показатель m может принять любые непрерывные значения в интервале $0 \le m \le 1$. Таким образом, СП может описываться зависимостью $1/f^{\gamma}$ с непрерывными значениями γ от нуля до двух. Величина параметра g имеет важное значение как для ширины $1/f$-спектра, так и для показателя $2m$ в (3). Измерение частоты $f_{\min}$ может служить мощным методом для определения фундаментальных характеристик данной физической системы.

Данная работа выполнена в рамках гранта МНТЦ А-322.

ЛИТЕРАТУРА

1. **J.B.Johnson.** Phys. Rev., **26**, 71 (1925).
2. **F.N.Hooge, T.G.M.Kleinpenning, et al.** Rep. Prog. Phys., **44**, 479 (1981).
3. **T.Musha, A.Nakajima, H.Akabane.** Jpn. J. Appl. Phys., **27**, L311 (1988).
4. **T.Musha, G.Borbelyand, M.Shoji.** Phys. Rev. Lett., **64**, 2394 (1990).
5. **M.Kobajashi, T.Musha.** IEEE Trans. Bio-Medic. Eng., **BME-29**, 456 (1982).
6. **T.Musha, H.Takeuchi, T.Inoue.** IEEE Trans. Bio-Medic. Eng., **BME-30**, 194 (1983).
7. **H.Akabane, T.Musha.** Jpn. J. Appl. Phys., **29**, L1866 (1990).
8. **Ш.Коган.** УФН, **145**, 285 (1985).
9. **F.N.Hooge.** Physica, **83B**, 14 (1976).
10. **D.M.Fleetwood, N.Giordano.** Phys. Rev., **B27**, 667 (1983).
11. **В.Н.Андреев, Б.П.Захарченя** и др. ЖЭТФ, **79**, 1353 (1980).
12. **J.L.Tandon, H.R.Bilger.** J. Appl. Phys., **47**, 1697 (1976).
13. **M.B.Veissman.** Rev. Mod. Phys., **60**, 537 (1988).
14. **H.S.Min.** J. Appl. Phys., **51**, 1637 (1980).
15. **V.P.Koverda, V.N.Skokov, V.P.Skripov.** JETPh,**86**, 953 (1998).

16. **U.H.Liaw, Y.K.Su.** J. Appl. Phys., **85**, 8485 (1999).
17. **M.J.Johnson, D.M.Fleetwood.** Appl. Phys. Lett., **70**, 1158 (1997).
18. **E.Simoen, C.Claes.** Semicond. Sci. Technol., **14**, R61 (1999).
19. **S.T.Lui, A. van der Ziel.** Physica, **37**, 241 (1967).
20. **A.N.Tavkhelidze, J.Miging.** J. Appl. Phys., **83**, 310 (1998).
21. **M.P.Py, H.-J.Buehlmann.** J. Appl. Phys., **80**, 1583 (1996).
22. **M.E.Levinstein, F.Pascal, et al.** Appl. Phys. Lett., **72**, 3053 (1998).
23. **J.F.Valtuena, J.A.Carrido, J.I.Izpura.** IEEE Trans. ED, **45**, 1201 (1998).
24. **T.H.Ouacha, O.Nur, M.Willander, et al.** Appl. Phys. Lett., **69**, 2382 (1996).
25. **E.Monroy, F.Calle, E.Munoz, et al.** Appl. Phys. Lett., **73**, 2146 (1998).
26. **W.Z.Shen, A.G.U.Perera.** IEEE Trans. ED, **46**, 811 (1999).
27. **C.G.Jalobson, Y.Nemirovsky.** IEEE Trans. ED, **46**, 259 (1999).
28. **M.E.Levinstein, S.L.Rumyantsev, et al.** J. Appl. Phys., **81**, 1758 (1997).
29. **G.B.Alers, S.Martin, R.A.Hamm, et al.** Appl. Phys. Lett., **66**, 198 (1995).
30. **W.Y.Ho, C.Suria, K.Y.Tong, et al.** IEEE Trans. ED, **46**, 1099 (1999).
31. **H.Van Meer, E.Simoen,et al.** IEEE Trans. ED, **45**, 2479 (1998).
32. **M.E.Levinstein, S.L.Rumyantsev,et al.** Appl. Phys. Lett., **68**, 3138 (1996).
33. **M.Agu.** J. Appl. Phys., **54**, 1190 (1983).
34. **P.H.Handel.** Phys. Rev. Lett., **34**, 1492 (1975).
35. **A.M.Zaklikiewich.** Solid-State Electronics, **36**, 1477 (1993).
36. **A.L.McWhorter.** Semiconductor Surface Physics. Univ. of Pensilvania Press, Philadelphia, 1957.
37. **J.Clarke, R.F.Voss.** Phys. Rev. Lett., **33**, 24 (1974).
38. **Ш.Коган.** УФН, **20**, 763 (1977).
39. **G.Stalovitzky and K.R.Sreenivasen.** Rev. Mod. Phys., **66**, 229 (1994).
40. **F.N.Hooge.** IEEE Trans. ED, **41**, 1926 (1994).
41. **A.Ambrozy.** Electronic Noise. Budapest, Akademiai Kiado, 1982.
42. **L.B.Kiss, U.Klein, et al.** Sol. St. Commun., **101**, 51 (1997).
43. **L.B.Kiss, J.Kertesz, J.Hajdu.** Z. Phys., **B81**, 229 (1990).
44. **H.Yoshida.** J. Appl. Phys., **76**, 7372 (1994).
45. **S.V.Melkonyan, F.V.Gasparyan, V.M.Aroutiounian, H.V.Asriyan.** Int. J. Mod. Phys., **B11**, 899 (1997); **B12**, 1245 (1998).

ՑԱԾՐՀԱՃԱԽԱՅԻՆ ԱՂՄՈՒԿԸ ԵՎ ՀՈՒԳԻ ԲԱՆԱՁԵՎԸ

Ֆ.Վ. ԳԱՍՊԱՐՅԱՆ

Քննարկված են կոնդենսացված ֆիզիկական համակարգերում ցածրհաճախային $1/f$-սպեկտրով աղմուկների առաջացման մեխանիզմներն ու մոդելները և առաջարկված է Հուգի ձևափոխված բանաձև:

LOW-FREQUENCY NOISE AND HOOG'S FORMULA

F.V. GASPARYAN

Mechanisms and models of formation of the low-frequency noise in condensed matter are discussed. The modified Hooge formula is proposed.