

МОДЕЛЬ ОБЪЕМНОГО ШУМА $1/f$ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Дьяконова Н. В., Левинштейн М. Е.

Предложена новая модель объемного шума $1/f$ в полупроводниках. Показано, что к возникновению шума типа $1/f$ могут привести флуктуации числа носителей, обусловленные наличием хвоста плотности состояний вблизи края запрещенной зоны полупроводника. Проведены расчеты частотной зависимости спектральной плотности шума для случая, когда время захвата носителей на уровни в хвосте τ_0 не зависит от энергии ($\tau_0 = \text{const}$), и для случая, когда величина τ_0 экспоненциально возрастает с увеличением глубины уровней: $\tau_0(\varepsilon) = \tau_{00} \exp(\varepsilon/\varepsilon_1)$, где ε — энергия, отсчитанная от края зоны, ε_1 — постоянная, характеризующая уменьшение сечения захвата носителей с ростом энергии.

В первом случае ($\tau_0 = \text{const}$) шум со спектром типа $1/f$ наблюдается в области частот $\omega_1 \ll \omega \ll \omega_2$, где $\omega_1 = 1/\tau_0$, $\omega_2 = \omega_1 N_c/N_d$ (N_c — плотность состояний, N_d — концентрация легирующей примеси). Величина постоянной Хоуге $\alpha \cong N_0/N_c$, где N_0 — полная концентрация уровней в хвосте.

Во втором случае возможна ситуация, когда область шума со спектром типа $1/f$ неограниченно простирается в область низких частот. При этом постоянная Хоуге $\alpha \cong N_F/N_d$, где N_F — полная концентрация уровней, лежащих в хвосте ниже уровня Ферми.

Продемонстрировано, что развитая модель позволяет качественно объяснить экспериментальные результаты по перестройке светом спектра шума $1/f$ в GaAs.

Исследования, выполненные в последние годы, показывают, что единого механизма, ответственного за возникновение шума $1/f$ в полупроводниках и полупроводниковых приборах, по-видимому, не существует. Убедительно продемонстрировано, что в различных ситуациях шум типа $1/f$ может иметь объемную [1-3], поверхностную [4, 5] или контактную природу [6].

Анализ механизмов поверхностного шума $1/f$ содержится, например, в работах [7-9].

Для интерпретации объемного шума $1/f$ в полупроводниках чаще всего используется модифицированная феноменологическая гипотеза Хоуге (см., например, обзор [10]). В рамках этой гипотезы предполагается, что шум $1/f$ обусловлен флуктуациями подвижности носителей. Результаты работ [1, 3] могут быть интерпретированы на основе теории [11], недавно успешно использованной для объяснения природы объемного шума $1/f$ в металлах [12]. В теории [11] также предполагается, что шум $1/f$ возникает вследствие флуктуаций подвижности носителей.

В работах [2, 13] изучался шум $1/f$ в чистых эпитаксиальных пленках GaAs и было показано, что шум имеет объемную природу и связан не с флуктуациями подвижности, а с флуктуациями числа носителей. Недавно в [14, 15] на таких же пленках был обнаружен эффект перестройки шумового спектра светом с энергией квантов, близкой к ширине запрещенной зоны GaAs.

В настоящей работе предлагается модель шума $1/f$, позволяющая непосредственно интерпретировать результаты работ [2, 13-15]. Модель имеет достаточно общий характер и может быть использована для анализа шума $1/f$ в других полупроводниках и полупроводниковых приборах.

Физическая формулировка модели. Хорошо известно, что в реальных полупроводниковых монокристаллах плотность состояний не обращается в нуль при значениях энергий ε_c и ε_v (ε_c и ε_v — границы зоны проводимости и валентной зоны соответственно). Любые несовершенства кристаллической решетки (примеси, дефекты, локальные напряжения решетки и т. д.) приводят к формирова-

нию «хвостов» плотности состояний, экспоненциально спадающих в глубь запрещенной зоны. Такого рода хвосты всегда наблюдаются в спектрах поглощения. Недавно они были обнаружены также методами DLTS в монокристаллах кремния с дефектами, введенными с помощью нейтронного облучения [16]. Мы покажем, что наличие таких хвостов плотности состояний может приводить к возникновению флуктуаций сопротивления со спектром типа $1/f$.

Будет также показано, что освещение, вызывающее появление в объеме кристалла несбалансированных носителей, должно приводить к перестройке шумового спектра, аналогичной экспериментально наблюдавшейся в [14, 15].

Постановка задачи. Основные уравнения. Рассмотрим простейшую ситуацию, часто реализующуюся экспериментально. В кристалле n -типа существует мелкий донорный уровень с глубиной залегания ϵ_d (рис. 1) и концентрацией N_d . Предполагается, что величина N_d много больше концентрации всех других уровней в запрещенной зоне. Мелкий донорный уровень полностью ионизован при температуре измерения,

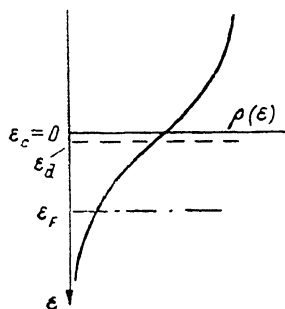


Рис. 1. Хвост плотности состояний и положение уровня Ферми ϵ_F в модели.

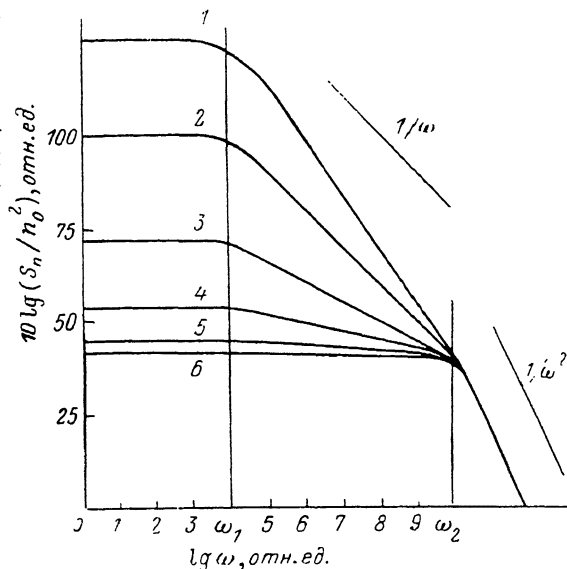


Рис. 2. Качественная зависимость относительной спектральной плотности шума от частоты.

При построении принято $N_d/N_c = 10^{-4}$, t : 1 — 0.5, 2 — 1, 3 — 1.5, 4 — 1.8, 5 — 2.5, 6 — 5.

так что концентрация свободных носителей $n_0 = N_d$, уровень Ферми ϵ_F лежит ниже, чем ϵ_d (рис. 1). Положение уровня Ферми определяется выражением

$$\epsilon_F = kT \ln(N_c/N_d), \quad (1)$$

где N_c — эффективная плотность состояний в зоне проводимости.

Имеется хвост плотности состояний $\rho(\epsilon)$, экспоненциально спадающий в глубь зоны,

$$\rho(\epsilon) = \rho(0) e^{-\epsilon/\epsilon_0}, \quad (2)$$

ϵ_0 — постоянная, характеризующая скорость спада плотности состояний.¹

Будем вначале для простоты считать, что сечение захвата электронов на уровни в хвосте σ_n не зависит ни от температуры, ни от энергии. Тогда постоянная времени $\tau(\epsilon)$, характеризующая релаксацию заполнения уровней на глубине ϵ при его отклонении от равновесного,

$$\tau = \tau_0 f, \quad (3)$$

где $\tau_0 = (\sigma_n v_T n_0)^{-1}$ — постоянная времени захвата, v_T — средняя тепловая скорость электронов [17],

¹ Еще раз отметим, что хвост плотности состояний может возникнуть вследствие наличия несовершенств кристаллической решетки. Конкретная природа хвоста плотности состояний для дальнейшего не существенна.

$$f = \frac{1}{1 + e^{(\varepsilon_F - \varepsilon)/kT}}$$

— степень заполнения уровня с энергией ε .

Выделим в пределах хвоста полосу энергий $d\varepsilon$, лежащую на глубине ε . Тогда относительная спектральная плотность флуктуаций концентрации (равная относительной спектральной плотности флуктуаций сопротивления образца), возникающая из-за флуктуаций заполнения этой полосы,

$$\frac{dS_n(\varepsilon)}{n_0^2} = \frac{dS_R(\varepsilon)}{R^2} = \frac{4\rho(\varepsilon)}{VN_d^2} \frac{f(1-f)\tau(\varepsilon)}{1 + |\omega\tau(\varepsilon)|^2} d\varepsilon, \quad (5)$$

где V — объем образца (см., например, [18]).

Для получения относительной спектральной плотности флуктуаций концентрации, обусловленных обменом носителями между зоной проводимости и всеми уровнями хвоста, следует проинтегрировать (5) с учетом (2), (3):

$$\frac{S_n}{n_0^2} = \frac{4N_0}{VN_d^2} \int_0^\infty \frac{f^2(1-f)\tau_0 e^{-\varepsilon/\varepsilon_0}}{1 + \omega^2\tau_0^2 f^2} \frac{d\varepsilon}{\varepsilon_0}, \quad (6)$$

где $N_0 = \int_0^\infty \rho(\varepsilon) d\varepsilon = \rho(0)\varepsilon_0$ — полная концентрация уровней в хвосте. Верхний предел интеграла (6) записан из условия $\varepsilon_0 \ll \varepsilon_g$ (ε_g — ширина запрещенной зоны).

Из физических соображений, а также из вида интеграла (6) ясно, что существуют две характерные частоты ω , обусловленные наличием хвоста плотности состояний. Нижняя характерная частота $\omega_1 = 1/\tau_0$ связана с флуктуациями заполнения уровней в хвосте, лежащих ниже уровня Ферми ε_F (рис. 1). Верхняя характерная частота $\omega_2 = 1/\tau_0 f(0)$ определяется флуктуациями заполнения уровней в хвосте вблизи края зоны проводимости ($\varepsilon = 0$), для которых степень заполнения $f(0) = 1/[1 + \exp(\varepsilon_F/kT)]$. С учетом (1), принимая $N_c \gg N_d$, получим

$$f(0) \approx \frac{N_d}{N_c}, \quad \omega_2 = \omega_1 \frac{N_c}{N_d} = \frac{1}{\tau_0} \frac{N_c}{N_d}. \quad (7)$$

Исследуя интеграл (6) (см. Приложение), можно показать, что на частотах анализа $\omega \ll \omega_1$ спектральная плотность флуктуаций не зависит от частоты. В области этих низких частот при $kT \gg 2\varepsilon_0$ уровень шума слабо зависит от температуры:

$$\frac{S_n}{n_0^2} \approx \frac{4N_0\tau_0}{VN_c^2} \frac{t}{t-2}, \quad \omega \ll \omega_1, \quad t \gg 2, \quad (8)$$

где $t = kT/\varepsilon_0$.

При низких температурах ($t < 2$) в области низких частот шум растет с понижением температуры:

$$\frac{S_n}{n_0^2} \approx \frac{4N_0\tau_0}{VN_d^2} t \left(\frac{N_d}{N_c}\right)^t, \quad \omega \ll \omega_1, \quad t < 2. \quad (9)$$

В области высоких частот ($\omega \gg \omega_2$) спектральная плотность флуктуаций не зависит от температуры:

$$\frac{S_n}{n_0^2} \approx \frac{4N_0}{VN_d^2} \frac{1}{\omega^2\tau_0}, \quad \omega \gg \omega_2. \quad (10)$$

Из (10) видно, что в области высоких частот ($\omega \gg \omega_2$) наличие хвоста обуславливает шум такой же амплитуды, как одиночный уровень с концентрацией N_0 , равной полной концентрации уровней в хвосте, и постоянной времени τ_0 .

В области промежуточных частот ($\omega_1 \ll \omega \ll \omega_2$) для относительно низких температур ($t \ll 2$)

$$\frac{S_n}{n_0^2} \approx \frac{4N_0\tau_0}{VN_c^2} t \left(\frac{N_d}{N_c}\right)^t \frac{1}{(\omega\tau_0)^{2-t}}. \quad (11)$$

На рис. 2 показана качественная зависимость относительной спектральной плотности шума от частоты, вытекающая из изложенной модели. Видно, что в области частот $\omega_1 < \omega < \omega_2$ и температур вблизи $kT \sim \varepsilon_0$ модель предсказывает существование шума типа $1/f$. Протяженность участка спектра типа $1/f$ определяется отношением N_c/N_d и для Si, например ($N_c \approx 3 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$), при уровне легирования $\sim 10^{12} - 10^{14} \text{ см}^{-3}$ составляет 5—7 порядков по частоте. При $t=1$ ($kT = \varepsilon_0$) спектр имеет вид строгой зависимости $1/f$; величина постоянной Хогге [10]

$$\alpha_1 \cong N_0/N_c. \quad (12)$$

Заметим, что система уравнений, аналогичная (1)—(6), была использована в работе [19] при анализе модифицированной островковой модели низкочастотного шума в металлах. В [19] отмечено, что сочетание экспоненциально спадающей плотности состояний и экспоненциально возрастающей степени заполнения уровней с энергией может обеспечить возникновение флуктуаций типа $1/f$.

Если в результате освещения в образце появляются дырки, то они захватываются на уровни, образующие хвост плотности состояний. При этом степень заполнения уровней f и время релаксации τ не описываются больше уравнениями (4) и (3).

Определим, следуя [17], новые значения τ^* и f^* , исходя из уравнения баланса электронов и дырок.

В отсутствие освещения уравнение баланса, описывающее заполнение одиночного уровня, имеет вид

$$dN/dt = W_1 n_0 (N^0 - N) - W_2 N N_c, \quad (13)$$

где N^0 — полная концентрация центров, N — концентрация заполненных электронами центров, W_1 — вероятность захвата электронов из зоны на уровень, W_2 — вероятность выброса в зону. Отсюда для стационарного состояния

$$(1-f)/\tau_0 = f/\tau_b, \quad (14)$$

где $\tau_0 = (W_1 n_0)^{-1} = (\sigma_n v n_0)^{-1}$ — постоянная времени захвата электронов, $\tau_b = (W_2 N_c)^{-1}$ — постоянная времени выброса электронов в зону.

Уравнение баланса, описывающее релаксацию заполнения уровня при отклонении от равновесия, имеет вид

$$\frac{d}{dt} (\Delta N) = -\frac{\Delta N}{\tau_0} - \frac{\Delta N}{\tau_b} = -\frac{\Delta N}{\tau}, \quad (15)$$

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_0} + \frac{1}{\tau_b}. \quad (16)$$

Из (16), (14) и (4) следовало уравнение (3). С другой стороны из (14) имеем

$$f = \frac{1}{1 + \tau_0/\tau_b}. \quad (17)$$

В присутствии дырок уравнение баланса, описывающее заполнение уровня, представим в виде

$$dN^*/dt = W_1 n_0 (N^0 - N^*) - W_2 N^* N_c - \eta N^* p, \quad (18)$$

где η — вероятность захвата дырки, N^* — концентрация заполненных электронами центров при освещении.

Отсюда, введя обозначение $\tau_p = (\eta p)^{-1}$, для стационарного состояния имеем

$$\frac{1-f^*}{\tau_0} = \frac{f^*}{\tau_b} + \frac{f^*}{\tau_p}, \quad (19)$$

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_0} + \frac{1}{\tau_b} + \frac{1}{\tau_p} = \frac{1}{\tau_0} \left(1 + \frac{\tau_0}{\tau_b} + \beta \right), \quad (20)$$

где $\beta = \tau_0/\tau_p$.

Из (17) и (20) получаем

$$f^* = f/(1 + \beta f), \quad (21)$$

$$\tau^* = \tau_0/f^*.$$

Зависимость $f(\varepsilon)$ по-прежнему описывается выражением (4).

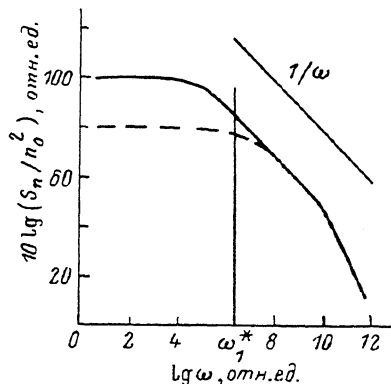
Вычисление спектральной плотности шума в присутствии дырок сводится теперь к замене в интеграле (6) f на f^* .

Из сравнения (4) и (21) видно, что нижняя характерная частота ω_1^* , связанная с флуктуациями заполнения уровней, лежащих ниже квазиуровня Ферми для электронов, в присутствии дырок повышается: $\omega_1^* = 1/\tau_1^* = \omega_1 (1 + \tau_0/\tau_p)$. Как и раньше, на частотах анализа $\omega \ll \omega_1^*$ спектральная плотность флуктуаций не зависит от частоты. С другой стороны, для высоколежащих уровней хвоста $f \ll 1$ и $f^* \approx f$. Поэтому в области $\omega \gg \omega_2$ наличие дырок не влияет на форму спектра.

Качественно влияние дырок на спектр шума показано на рис. 3. Освещение, вызывающее появление в объеме образца дырок, приводит к уменьшению шума в области нижних частот анализа.

Рис. 3. Качественная зависимость относительной спектральной плотности шума от частоты.

Сплошная кривая — в отсутствие освещения ($p=0$), штриховая — в присутствии дырок. С повышением концентрации дырок увеличивается частота ω_1^* .



Очевидно, что описанный простейший вариант модели не может быть непосредственно использован для интерпретации результатов [2, 13-15]. Это вытекает из того, что для GaAs ($N_a \approx 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$) с уровнем легирования $N_d \approx 10^{15} \text{ см}^{-3}$ данный вариант модели предсказывает слишком узкий участок спектра шума типа $1/f$: $\omega_2/\omega_1 \approx 500$. С учетом того что спектр шума типа $1/f$ должен наблюдаться в области частот $\omega_1 \ll \omega \ll \omega_2$, предсказываемый диапазон значительно уже, чем наблюдаемый экспериментально.

Предположение о том, что сечение захвата электронов на уровни в хвосте не зависит от энергии ε , носит чисто модельный характер. Можно ожидать, что в действительности чем глубже лежит уровень, тем меньше окажется сечение захвата σ_n и тем больше, следовательно, постоянная времени захвата $\tau_0 \sim 1/\sigma_n$, поскольку захват на более глубокие уровни связан с необходимостью отдать большую порцию энергии. Следуя многофононной модели захвата, предположим, что

$$\tau_0(\varepsilon) = \tau_0(0) e^{\varepsilon/\varepsilon_1} = \tau_{00} e^{\varepsilon/\varepsilon_1}, \quad (22)$$

где τ_{00} — постоянная времени для уровней при $\varepsilon=0$, ε_1 — постоянная, характеризующая уменьшение сечения захвата с ростом энергии ε .

Расчет спектральной плотности шума сведется в рассматриваемом случае к вычислению интеграла (6) с заменой τ_0 на $\tau_0(\varepsilon)$ в соответствии с (22).

Анализ показывает, что характер частотной зависимости спектральной плотности шума $S_n/n_0^2(\omega)$ определяется величиной параметра ν :

$$\nu = \frac{kT}{\varepsilon_1} - \frac{kT}{\varepsilon_0}. \quad (23)$$

При $\nu < -2$

$$S_n/n_0^2(\omega) = \text{const} \quad \text{при} \quad \omega \tau_{00} e^{-\varepsilon_F/kT} \ll 1, \quad (24)$$

$$S_n/n_0^2(\omega) \sim 1/\omega^2 \quad \text{при} \quad \omega \tau_{00} e^{-\varepsilon_F/kT} \gg 1.$$

Таким образом, в этом случае, соответствующем относительно медленному увеличению τ_0 с ростом ε ($\varepsilon_1 > \varepsilon_0$) и относительно высоким температурам ($\frac{kT}{\varepsilon_0} [1 - \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_1}] > 2$), участок шума типа $1/f$ на зависимости $S_n/n_0^2(\omega)$ отсутствует. В простом варианте модели ($\tau_0 = \text{const}$) с рассматриваемым случаем сопоставляется случай больших t ($t > 2$).

При $-2 < \nu < 1$

$$S_n/n_0^2(\omega) = \text{const} \quad \text{при} \quad \omega\tau_F \ll 1,$$

$$S_n/n_0^2(\omega) \sim 1/\omega^2 \quad \text{при} \quad e^{-\varepsilon_F/kT} (\omega\tau_F)^{\varepsilon_1/(\varepsilon_1+kT)} \gg 1. \quad (25)$$

В промежуточной области частот $\omega\tau_F \gg 1$, но $e^{-\varepsilon_F/kT} (\omega\tau_F)^{\varepsilon_1/(\varepsilon_1+kT)} \ll 1$,

$$S_n/n_0^2 \sim 1/\omega^\gamma, \quad (25a)$$

где $\gamma = \frac{\nu + 2}{kT/\varepsilon_1 + 1}$.

Здесь $\tau_F = \tau_{00} e^{\varepsilon_F/\varepsilon_1}$ — постоянная времени захвата на уровень вблизи уровня Ферми.

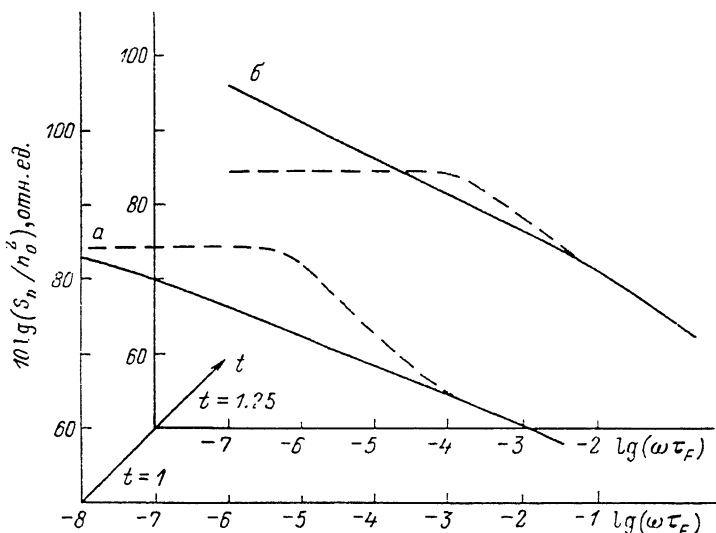


Рис. 4. Зависимость относительной спектральной плотности шума от частоты (численный расчет).

При расчете принято отношение $N_d/N_c = 2 \cdot 10^{-3}$, соответствующее экспериментальным условиям [14, 15], $\varepsilon_1/\varepsilon_0 = 3$. Сплошные кривые — в отсутствие дырок, штриховые — с учетом дырок. а — $kT/\varepsilon_0 = 1$, $\tau_F/\tau_p = 5 \cdot 10^{-6}$; б — $kT/\varepsilon_0 = 1.25$, $\tau_F/\tau_p = 10^{-6}$.

Видно, что в промежуточной области частот на зависимости $S_n/n_0^2(\omega)$ имеется участок типа $1/f$. Как и в простом варианте модели, наклон $S_n/n_0^2(\omega)$ зависит от температуры. Условию $\gamma = 1$ (шум точно $1/f$) соответствует, как и при $\tau_0 = \text{const}$, выполнение равенства $kT/\varepsilon_0 = 1$.

Наиболее интересный случай реализуется при $\nu > 1$, т. е. когда с повышением энергии постоянная времени τ_0 растет быстрее, чем падает плотность состояний ($\varepsilon_1 < \varepsilon_0$), и температура относительно велика ($\frac{kT}{\varepsilon_1} [1 - \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_0}] > 1$).

В области высоких частот при

$$(\omega\tau_F)^{\varepsilon_1/(\varepsilon_1+kT)} [\exp(-\varepsilon_F/kT)] \gg 1$$

и в области промежуточных частот зависимость $S_n/n_0^2(\omega)$ выглядит так же, как и в предыдущем случае (25), (25a).

Однако в области низких частот ($\omega\tau_F \ll 1$) спектральная плотность шума неограниченно возрастает с уменьшением частоты анализа:

$$\frac{S_n}{n_0^2} \cong \frac{4N_0 e^{-\varepsilon_F/\varepsilon_0}}{VN_d^2 \tau_F^{1-\Gamma}} \frac{kT}{\varepsilon_0} \frac{1}{\omega^\Gamma}, \quad (26)$$

где $\Gamma = 1 - \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_0} - \frac{\varepsilon_1}{kT} > 0$.

При $\varepsilon_1 \ll \varepsilon_0$ и $\varepsilon_1 \ll kT$ частотная зависимость спектральной плотности шума имеет вид $1/f$. При этом величина постоянной Хоуге

$$\alpha_2 \cong N_F/N_d, \quad (27)$$

где $N_F = N_0 \exp(-\varepsilon_F/\varepsilon_0)$ — полное число состояний в хвосте ниже уровня Ферми.

Чтобы учесть влияние дырок, появляющихся в результате освещения, на спектр низкочастотного шума, будем, как и раньше, считать, что сечение захвата дырок на уровни в хвосте не зависит от энергии: $\tau_p = (\eta p)^{-1}$ [см. (18)].

Рассуждая аналогично (13)—(21), следует заключить, что вычисление спектральной плотности шума в присутствии дырок сведется к замене в интеграле (6) τ_0 на $\tau_0^*(\varepsilon)$, где

$$\tau_0^*(\varepsilon) = \frac{\tau_p \tau_0(\varepsilon)}{\tau_p + \tau_0(\varepsilon)}. \quad (28)$$

Величина $\tau_0(\varepsilon)$ определяется выражением (22).

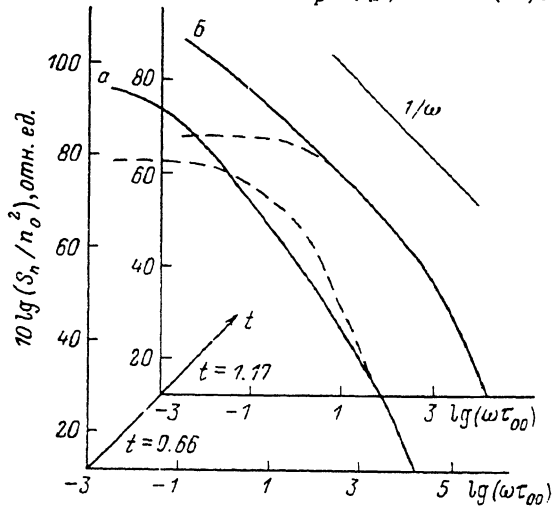


Рис. 5. Зависимость относительной спектральной плотности шума от частоты (численный расчет).

$N_d/N_c = 2 \cdot 10^{-3}$, $\varepsilon_0 = \varepsilon_1$. $a - \kappa T/\varepsilon_0 = 0.66$, $\tau_0/\tau_p = 1$; $b - \kappa T/\varepsilon_0 = 1.17$, $\tau_0/\tau_p = 1$.

На рис. 4 и 5 показаны результаты численных расчетов спектральной плотности шума для случая, когда время захвата τ_0 зависит от энергии.

Зависимости $S_n/n_0^2(\omega)$, показанные на рис. 4, соответствуют величинам $\nu_1 = 2.0$ (рис. 4, а), $\nu_2 = 2.5$ (рис. 4, б) и области $\omega\tau_F \ll 1$. Видно, что в отсутствие дырок спектральная плотность шума неограниченно возрастает с уменьшением частоты. Влияние дырок на вид $S_n/n_0^2(\omega)$ в сильной степени зависит от температуры. При относительно низких температурах (рис. 4, а) появление дырок приводит к заметному возрастанию шума в широкой области относительно высоких частот. Подавление шума происходит при относительно низких частотах.

С ростом температуры частота, при которой подавление шума сменяется его увеличением, возрастает. В то же время рост шума в области относительно высоких частот становится меньше (рис. 4, б).

Наконец, при еще более высокой температуре, как показывают расчеты, зависимость $S_n/n_0^2(\omega)$ в присутствии дырок качественно становится аналогичной штриховой линии на рис. 3. Появление дырок приводит к подавлению шума типа $1/f$ в области низких частот анализа и не влияет на $S_n/n_0^2(\omega)$ в области высоких частот.

Детальное сопоставление экспериментальных результатов [14, 15] с изложенной теорией выходит за рамки настоящей работы. Следует, однако, отметить, что качественно ход экспериментальных зависимостей $S_n/n_0^2(\omega)$ от освещения и температуры полностью совпадает с зависимостями, показанными на рис. 4.

Интересно отметить, что качественно такие же теоретические зависимости шума от освещения и температуры наблюдаются и при $-2 < \nu < 1$ в проме-

жужоной области частот [формула (25a)]. На рис. 5 приведена зависимость спектральной плотности шума для случая $\varepsilon_1 = \varepsilon_0$ ($\nu = 0$). Видно, что при относительно низкой температуре наличие дырок уменьшает спектральную плотность шума в области низких частот анализа и повышает — в области более высоких частот (рис. 5, а). При более высоких температурах увеличения шума в области высоких частот не происходит. Наличие дырок приводит к подавлению шума в области низких частот анализа.

Таким образом, развитая модель позволяет качественно объяснить все основные экспериментальные результаты по исследованию шума $1/f$ в GaAs [2, 13-15]. Выяснение степени общности модели применительно к другим полупроводникам и полупроводниковым структурам требует дальнейшего исследования.

Авторы искренне признательны М. И. Дьяконову, без помощи которого эта работа не могла бы быть выполнена.

Приложение

Перейдя в интеграле (6) к интегрированию по f и введя обозначение $z = \omega \tau_0$, из (6) получим

$$\frac{S_n}{n_0^2} = \frac{4N_0}{VN_d^2} \frac{kT}{\varepsilon_0} \left(\frac{N_d}{N_c} \right)^{kT/\varepsilon_0} \tau_0 J(z), \quad (\text{П. 1})$$

где

$$J(z) = \int_{f_0}^1 \frac{f}{1+z^2 f^2} \left(\frac{1-f}{f} \right)^{kT/\varepsilon_0} df,$$

$f_0 \equiv f(0) = N_d/N_c \ll 1$ — степень заполнения уровней в хвосте при $\varepsilon = 0$.

При $z \ll 1$ ($\omega \ll \omega_1$)

$$J(z) \cong \int_0^1 f \left(\frac{1-f}{f} \right)^{kT/\varepsilon_0} df. \quad (\text{П. 2})$$

Видно, что величины $J(z)$, а следовательно, и S_n/n_0^2 от частоты не зависят.

В случае $t = kT/\varepsilon_0 > 2$ основной вклад в интеграл (П. 2) дает область малых f . Тогда

$$J(z) \cong \int_{f_0}^{\infty} \frac{df}{f^{t-1}} = \frac{1}{t-2} \frac{1}{f_0^{t-2}}, \quad (\text{П. 3})$$

откуда непосредственно следует (8).

При $t < 2$

$$J(z) \cong \int_0^1 f^{(1-t)} (1-f)^t df$$

слабо зависит от температуры. Зависимость $S_n/n_0^2(\omega)$ описывается формулой (10).

При $zf_0 \gg 1$ ($\omega \gg \omega_2$) выполняется условие $zf \gg 1$. В этом случае

$$J(z) \cong \frac{1}{z^2} \int_{f_0}^{\infty} \frac{df}{f^{1+t}} \cong \frac{1}{z^2} \frac{1}{t f_0^t}, \quad (\text{П. 4})$$

откуда следует (10).

Аналогичным образом можно получить (11).

Л и т е р а т у р а

- [1] Vandamme L. K. J., Oosterhoff S. // J. Appl. Phys. 1986. V. 59. P. 3169—3174.
- [2] Левинштейн М. Е., Румянцев С. Л. // ФТП. 1983. Т. 17. В. 10. С. 1830—1834.
- [3] Clevers R. H. // Proc. Int. Conf. «Noise Phys. Syst. a. $1/f$ Noise». Rome, 1985. P. 411—414.

- [4] Dilmi T., Chovet A., Viktorovitch P. // J. Appl. Phys. 1979. V. 50. N 8. P. 5348—5351.
- [5] Алекперов С. А., Гусейнов Н. Я., Каджар Ч. О., Салаев Э. Ю. // ФТП. 1986. Т. 20. В. 8. С. 1549—1551.
- [6] Black R. D., Weissman M. B., Restle P. J. // J. Appl. Phys. 1982. V. 53. N 9. P. 6280—6284.
- [7] Uren M. J., Day D. J., Kirton M. J. // Appl. Phys. Lett. 1985. V. 47. N 11. P. 1195—1197.
- [8] Hughes B., Fernandez N. G., Gladstone J. M. // IEEE Trans. Electron. Dev. 1987. V. ED-34. N 4. P. 733—741.
- [9] Jäntsch O. // IEEE Trans. Electron. Dev. 1987. V. ED-34. N 5. P. 1100—1115.
- [10] Hooge F. N., Kleinpenning T. G. M., Vandamme L. K. J. // Rep. Progr. Phys. 1981. V. 44. N 5. P. 480—532.
- [11] Коган Ш. М., Нараев К. Э. // ФТТ. 1982. Т. 24. В. 11. С. 3381—3388.
- [12] Pelz J., Clark J. // Phys. Rev. B. 1987. V. 36. N 8. P. 4479—4482.
- [13] Левинштейн М. Е., Румянцев С. Л. // ФТП. 1985. Т. 19. В. 9. С. 1651—1656.
- [14] Вайнштейн С. Н., Левинштейн М. Е., Румянцев С. Л. // Письма ЖТФ. 1987. Т. 13. В. 11. С. 645—648.
- [15] Дьяконова Н. В., Левинштейн М. Е., Румянцев С. Л. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 6. С. 1049—1052.
- [16] Берман Л. С. // Автореф. докт. дис. ФТИ АН СССР. Л., 1982.
- [17] Coreland J. A. // IEEE Trans. Electron. Dev. 1971. V. ED-18. N 1. P. 50—53.
- [18] Ван дер Зил А. Шум. Источники, описание, измерение. М., 1973. 176 с.
- [19] Pellegrini B. // Phys. Rev. B. 1987. V. 35. N 2. P. 571—580.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Получена 27.05.1988
Принята к печати 21.09.1988