

ЭФФЕКТ НЕМОНОТОННОЙ ЗАВИСИМОСТИ ШУМА $1/f$ ОТ ИНТЕНСИВНОСТИ ПОДСВЕТКИ В Si И МОДЕЛЬ ОБЪЕМНОГО ШУМА $1/f$ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Гук Е. Г., Дьяконова Н. В., Левинштейн М. Е., Румянцев С. Л.

Обнаружен эффект немонотонной зависимости уровня шума $1/f$ в кремнии от интенсивности подсветки. При температуре $T \sim 100 \div 150$ К уровень шума с увеличением интенсивности подсветки вначале растет, а затем уменьшается. С дальнейшим увеличением интенсивности уровень шума падает до величины, меньшей, чем темновая. За эффект ответственны фотоны с энергией $\epsilon_\phi \geq \epsilon_g$ (ϵ_g — ширина запрещенной зоны кремния). Эффект максимален при $\epsilon_\phi \approx 1.4$ эВ. С повышением температуры эффект ослабевает и при $T \geq 250$ К не наблюдается.

Эффект объяснен в рамках модели объемного шума $1/f$. В модели предполагается, что шум $1/f$ обусловлен флуктуациями числа носителей на уровнях «хвоста» плотности состояний вблизи края зоны проводимости.

Вследствие важной роли, которую играет кремний в современной электронике, большинство экспериментов по исследованию шума $1/f$ в полупроводниках выполнено на Si. Однако полученные разными авторами результаты противоречивы (см. соответствующие ссылки в работе [1]). Более того, до настоящего времени отсутствует надежный критерий, который позволил бы для проделанных экспериментов отличить шум $1/f$, возникающий вследствие процессов в объеме материала, от шума $1/f$ поверхностного и (или) контактного происхождения.

В настоящей работе при исследовании низкочастотного шума в Si в области температур $T \sim 100 \div 150$ К обнаружен эффект немонотонной зависимости уровня шума от интенсивности подсветки. Эффект объяснен в рамках недавно сформулированной теории объемного шума $1/f$ в полупроводниках. Сопоставление теории и эксперимента дает возможность установить объемную природу наблюдаемого шума $1/f$ и сформулировать гипотезу о природе шума $1/f$ в кремнии.

Исследовались образцы Si двух типов. Образцы первого типа изготавливались из n -Si, полученного методом бестигельной зонной плавки, с удельным сопротивлением $\rho \approx 200 \div 300$ Ом·см ($n_0 \approx 2 \cdot 10^{13}$ см $^{-3}$), плотностью дислокаций $\approx 3 \cdot 10^4$ см $^{-2}$, подвижностью электронов $\mu_n \approx 0.12$ м 2 /В·с при 300 К и $\mu_n \approx \approx 1.8$ м 2 /В·с при 77 К.

Образцы второго типа изготавливались из нейтронно-легированного кремния. Кремний был получен облучением исходного слитка нейтронами в реакторе типа ВВР-ц при отношении плотности тепловых нейтронов к плотности быстрых $\sim 20 : 1$ и полной дозе $\sim 10^{16} \div 10^{17}$ н/см 2 . Режим отжига варьировался в широких пределах. Во всех случаях после отжига образцы имели n -тип проводимости и удельное сопротивление $\rho \sim 200 - 300$ Ом·см. При отжиге в течение $30 \div 60$ мин при температуре 800 °С электрофизические свойства получаемых образцов — концентрация и подвижность при 300 и 77 К были практически теми же, что и для образцов первого типа. Снижение температуры и (или) уменьшение времени отжига приводили к уменьшению подвижности электронов, в особенности в области пониженных температур ($T \leq 200$ К).

Форма и размеры образцов, а также способ изготовления омических контактов аналогичны описанным в работе [1]. Пластины разделялись на образцы раскалыванием, так как опыт показал, что при таком методе разделения уровень поверхностного шума меньше, чем при использованной в [1] лазерной резке.

Для экспериментов отбирались образцы, уровень шума $1/f$ в которых при 300 К характеризовался величиной параметра Хоуге [2] $\alpha \leq 5 \cdot 10^{-4}$ и слабо зависел от подсветки. (Как показано в работе [1], заметное изменение шума $1/f$ под влиянием подсветки при 300 К может свидетельствовать о поверхностной природе наблюдаемого шума).

На рис. 1 показаны зависимости относительной спектральной плотности шума от частоты при температуре $T \approx 120$ К для трех различных образцов в темноте (сплошные кривые) и для трех различных интенсивностей подсветки. Образец 1S изготовлен из Si, полученного бестигельной зонной плавкой. Отношение подвижности электронов при 77 К μ_{77} к величине подвижности при комнатной температуре μ_{300} , которое часто используется для оценки качества материала [3], для этого образца составляет $\mu_{77}/\mu_{300} \approx 12.5$. Величина α при комнатной температуре $\alpha_{300} \approx 3 \cdot 10^{-4}$.

Образец 2H изготовлен из нейтронно-легированного кремния, прошедшего отжиг в течение 30 мин при 800 °С. Для этого образца $\mu_{77}/\mu_{300} \approx 11.5$, $\alpha_{300} \approx 2.8 \cdot 10^{-4}$.

Образец H-1 также изготовлен из нейтронно-легированного кремния.

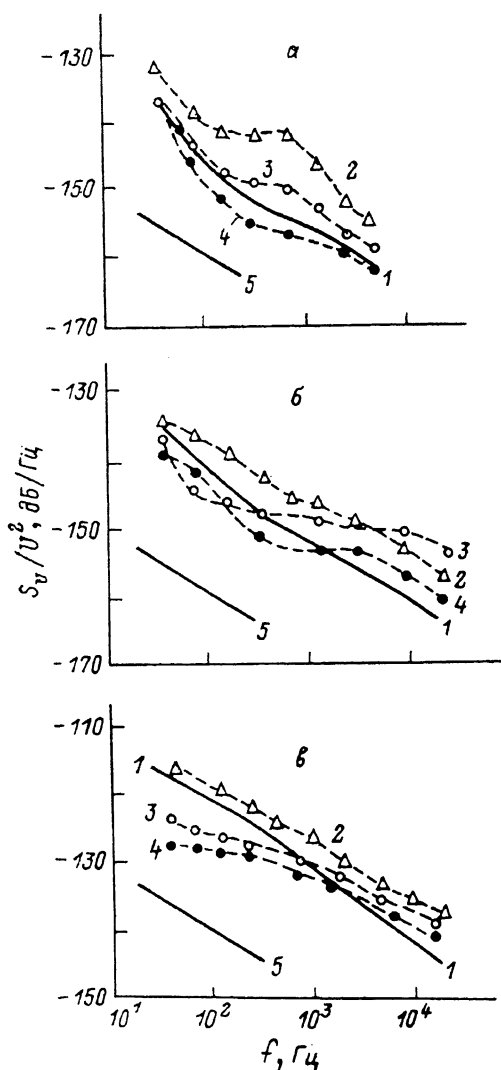


Рис. 1. Зависимость относительной спектральной плотности шума от частоты для трех различных образцов Si.

Образцы: а — 1S, б — 2H, в — H-1. Т, К: а — 120, б — 128, в — 121. Сплошные кривые 1 — темновые зависимости, штриховые 2—4 — при подсветке от лампы накаливания номинальной мощностью 100 Вт. Потребляемая мощность, Вт: 2 — 2, 3 — 12, 4 — 100. 5 — наклон $1/f$.

Однако режим отжига был существенно иным: образец отжигался при 700 °С в течение 1 ч. Для образца H-1 $\mu_{77}/\mu_{300} \approx 4.2$, $\alpha_{300} \approx 4.3 \cdot 10^{-3}$.

Из рис. 1, а—в видно, что для всех трех образцов темновые зависимости S_v/U^2 от частоты анализа представляют собой обычную суперпозицию шума типа $1/f$ и отдельных, довольно слабо проявляющихся лоренцианов [4]. Уровни шума в образцах 1S и 2H близки, уровень шума в образце H-1 приблизительно на 20 дБ выше.

Кривые 2 на рис. 1, а—в соответствуют частотным зависимостям S_v/U^2 в условиях, когда образцы освещались очень слабым светом лампы накаливания при потреблении мощности лампой ~ 0.02 от номинального значения, равного 100 Вт. При столь слабом освещении избыточная фотопроводимость $\Delta\sigma/\sigma_0$ не превышала $\sim 10^{-5}$. Тем не менее видно, что под действием этого слабого

света уровень шума существенно (на $2 \div 6$ дБ) возрастает во всем диапазоне частот анализа ($20 \text{ Гц} \div 20 \text{ кГц}$).

Кривые 3 сняты при более интенсивном освещении, когда мощность, потребляемая лампой накаливания, составляла ~ 0.12 от номинальной. Величина $\Delta\sigma/\sigma_0$ при этом уровне освещения составляла $\sim 10^{-3}$. Видно, что уровень шума понизился. Особенно это заметно на нижних частотах анализа, где шум снижается до значений, меньших темнового (образцы 2H и H-1). На верхних частотах анализа снижение шума не столь существенно и уровень его остается выше темнового.

Кривые 4 сняты при освещении образцов в режиме потребления лампой накаливания номинальной мощности. Величина $\Delta\sigma/\sigma_0$ составляет при этом $\sim 10^{-1}$.

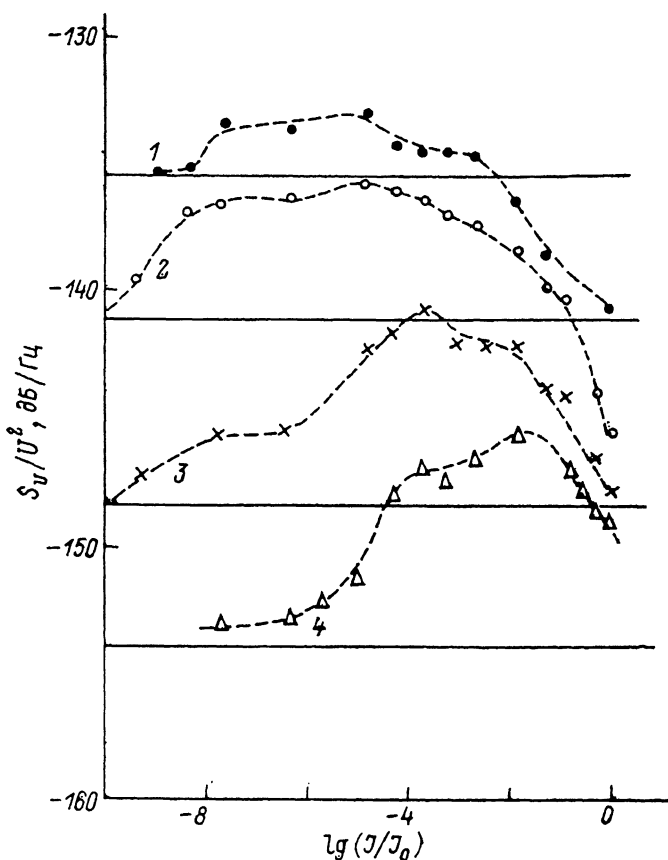


Рис. 2. Зависимость относительной спектральной плотности шума от относительной интенсивности подсветки для различных частот анализа.

Частота, Гц: 1 — 40, 2 — 80, 3 — 320, 4 — 1280. Сплошные горизонтальные прямые — уровень темнового шума. Образец 3H; $T=124 \text{ К}$.

Видно, что увеличение интенсивности подсветки приводит к дальнейшему уменьшению уровня шума, в особенности на низких частотах.

На рис. 2 представлены зависимости относительной спектральной плотности шума S_v/U^2 от относительной интенсивности подсветки для фиксированных частот анализа. Образец 3H изготовлен из той же пластины, что и образец 2H. Зависимости сняты при освещении образца лампой накаливания при номинальной потребляемой ею мощности. Непосредственное освещение соответствует интенсивности света J_0 . Свет ослаблялся с помощью калиброванного набора нейтральных фильтров. Из рисунка видно, что заметное влияние на шум оказывает даже световой поток лампы, ослабленный в $\sim 10^8 \div 10^9$ раз. По мере увеличения интенсивности подсветки шум на данной частоте возрастает, достигает максимума и затем монотонно уменьшается. Чем выше частота анализа, тем

большая интенсивность света необходима, чтобы достигнуть максимума на зависимости $S_V(J)$.

На рис. 3 для образца 3Н при температуре 124 К, частоте анализа 320 Гц и интенсивности света на входе монохроматора $\sim 10^{-2} J_0$ показана зависимость стационарной фотопроводимости (кривая 1) и плотности шума (кривая 2) от энергии фотонов падающего на образец света. Из рисунка видно, что максимальная фоточувствительность и проводимости, и шума достигается при одной и той же энергии фотонов $\varepsilon_\phi \cong 1.4$ эВ, которой соответствует глубина поглощения в Si ~ 20 мкм. Совпадение максимумов на зависимостях $\Delta\sigma/\sigma_0(\varepsilon_\phi)$ и $S_V(\varepsilon_\phi)$ является доводом в пользу объемной природы наблюдающихся эффектов.

Действительно, в работе [1], где изучалось влияние освещения на поверхностную компоненту шума $1/f$ в кремнии, максимальная фоточувствительность проводимости наблюдалась при энергии фотонов $\varepsilon_\phi \cong 1.4$ эВ, а максимальная фоточувствительность шума — при $\varepsilon_\phi \cong 1.6$ эВ (характерная глубина проникно-

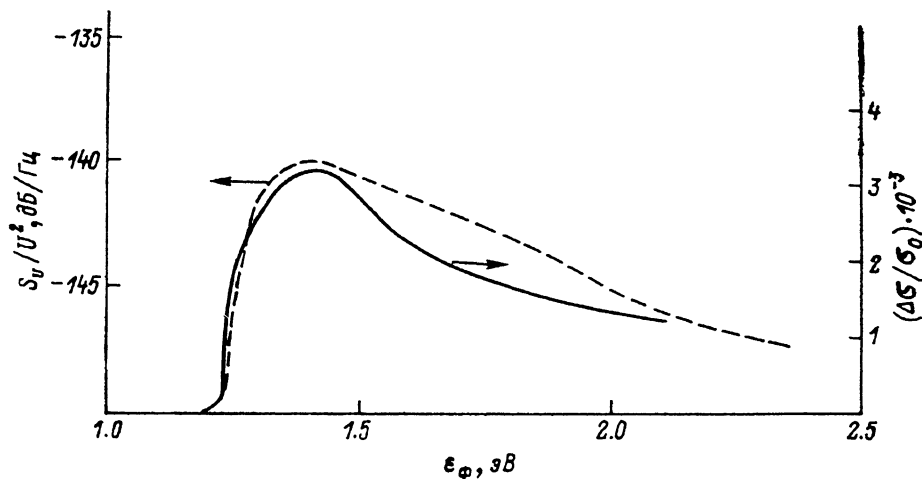


Рис. 3. Зависимость относительной фотопроводимости (сплошная кривая) и относительной спектральной плотности шума (штриховая) от энергии фотонов падающего на образец света.

Образец 3Н; $T=124$ К. Частота анализа 320 Гц.

вения поглощения ~ 5 мкм). С другой стороны, в GaAs, где вывод об объемной природе шума $1/f$ был сделан на основе независимых измерений в условиях сильного геометрического магнитосопротивления, максимуму фотопроводимости и максимальной фоточувствительности шума соответствовала одна и та же энергия фотонов ε_ϕ [5, 6].

Покажем, что описанный выше эффект перестройки низкочастотного шума светом качественно полностью описывается в рамках модели объемного шума $1/f$ в полупроводниках, предложенной недавно в работе [7]. В модели предполагается, что шум $1/f$ обусловлен флуктуациями числа носителей на уровнях «хвоста» плотности состояний вблизи зоны проводимости. Такие хвосты возникают вследствие различного рода несовершенств кристаллической решетки и всегда присутствуют в реальных полупроводниках. Считается, что плотность состояний в хвосте $\rho(\varepsilon)$ экспоненциально спадает в глубь запрещенной зоны:

$$\rho(\varepsilon) = \rho(0) \exp(-\varepsilon/\varepsilon_0), \quad (1)$$

где $\rho(0)$ — плотность состояний при $\varepsilon=0$ (энергия отсчитывается от края зоны проводимости), ε_0 — постоянная, характеризующая скорость спада плотности состояний.

В варианте модели, который будет здесь использован для интерпретации экспериментальных результатов, предполагаем, следуя многофотонной модели захвата, что постоянная времени захвата экспоненциально растет с энергией уровней в хвосте:

$$\tau_0(\varepsilon) = \tau_0(0) \exp(\varepsilon/\varepsilon_1) \equiv \tau_{00} \exp(\varepsilon/\varepsilon_1), \quad (2)$$

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

В соответствии с экспериментальной ситуацией принимается, что в кристалле помимо «хвоста» существует мелкий донорный уровень с концентрацией N_d , полностью ионизованный при температурах измерений. Величина N_d много больше концентрации всех других уровней в запрещенной зоне.

Как показано в [7], флуктуации числа носителей на уровнях хвоста плотности состояний в такой модели приводят к возникновению шума типа $1/f$. При условии

$$\nu = \frac{kT}{\varepsilon_1} - \frac{kT}{\varepsilon_0} > 1, \quad (3)$$

т. е. в случае, когда постоянная времени $\tau_0(\varepsilon)$ растет с энергией быстрее, чем падает плотность состояний $\rho(\varepsilon)$, и температура относительно велика, в области низких частот ($\omega \tau_F \ll 1$) спектральная плотность шума неограниченно возрастает с уменьшением частоты анализа. Величина $\tau_F = \tau_{00} \exp[\varepsilon_F/\varepsilon_1]$, где ε_F — энергия Ферми

$$\varepsilon_F = kT \ln(N_c/N_d), \quad (4)$$

N_c — эффективная плотность состояний в зоне проводимости.

Если в результате освещения в образце появляются дырки, то они захватываются на уровни, образующие хвост плотности состояний. При этом изменяются степень заполнения уровней f , время релаксации τ и соответственно уровень и характерная частота шума, генерируемого уровнями хвоста с энергией ε . Как показано в [7], относительная спектральная плотность шума при освещении определяется в такой модели выражением

$$\frac{S_n}{n^2} = \frac{S_U}{U^2} = \frac{4N_{00}\tau_{00}}{N_d^2 V} \int_0^\infty f^{*2} (1-f^*) \frac{e^x (a-1)}{1+(xe^{ax}f^*)^2} dx = \frac{4N_{00}\tau_{00}}{N_d^2 V} I(z), \quad (5)$$

где $N_{00} = \int_0^\infty \rho(\varepsilon) d\varepsilon = \rho(0) \varepsilon_0$ — полная концентрация уровней в хвосте, V — объем образца, $x = \varepsilon/\varepsilon_0$, $a = \varepsilon_0/\varepsilon_1$, $z = \omega \tau_{00}$,

$$f^* = \frac{1}{\frac{N_c}{N_d} e^{-x/t} + 1 + \beta e^{ax}} \quad (6)$$

— функция заполнения уровней хвоста с учетом захваченных на уровни дырок, $t = kT/\varepsilon_0$ — безразмерная температура.

Параметр $\beta = \tau_{00}/\tau_p$ зависит от степени освещенности образца. В модели принимается, что вероятность захвата дырки уровнями хвоста (в отличие от вероятности захвата электрона) не зависит от энергии ε . При этом $\tau_p = (\eta p)^{-1}$, где η — вероятность захвата дырки на уровень, p — концентрация свободных дырок. Следует заметить, что на практике концентрация свободных дырок при заданной интенсивности света определяется, по-видимому, не плотностью уровней в хвосте, а концентрацией эффективных рекомбинационных уровней с большим сечением захвата дырок [8]. При $\beta=0$ (т. е. в отсутствие дырок) выражение (6) для величины f^* переходит в стандартную функцию заполнения уровня с энергией ε , а интеграл (5) описывает темновую спектральную плотность шума, определяемую флуктуациями числа носителей на уровнях хвоста.

На рис. 4 показаны рассчитанные численно при различных значениях параметра β зависимости $I(z)$ (в безразмерных единицах), характеризующие зависимости относительной спектральной плотности шума от частоты анализа при различных уровнях освещенности в соответствии с (5). Увеличению параметра β соответствует увеличение интенсивности света. При расчете использовались следующие значения параметров: $\varepsilon_0 = 0.03$ эВ, $a = \varepsilon_0/\varepsilon_1 = 6$, $N_d = 2 \cdot 10^{13}$ см⁻³, $t = kT/\varepsilon_0 = 0.35$ (что соответствует температуре 122 К), N_c/N_d (при 122 К) = $= 3.5 \cdot 10^5$.

Видно, что темновой шум ($\beta=0$) имеет вид зависимости типа $1/f$ во всем рассчитанном диапазоне частот $\omega\tau_{00}$. Отметим, что чрезвычайно малые значения $\omega\tau_{00} \sim 10^{-20} \div 10^{-12}$ связаны с выбором в качестве временного масштаба очень малого времени τ_{00} — времени захвата на уровни хвоста, расположенные в непосредственной близости от края зоны проводимости. Преимущество такого выбора состоит в том, что τ_{00} не зависит от температуры. Физически более оправдан выбор в качестве временного масштаба времени τ_F — постоянного захвата на уровне Ферми (нижняя шкала на рис. 4). Однако недостатком такого масштаба является сильная зависимость величины τ_F от температуры.¹

При самом низком уровне освещения ($\beta=10^{-26}$) шум возрастает везде, за исключением наиболее высоких частот. По мере увеличения β шум на низких частотах уменьшается: при $\beta \geq 10^{-15}$ на нижних частотах он становится меньше уровня темнового шума. Налицо качественное согласие между эксперимен-

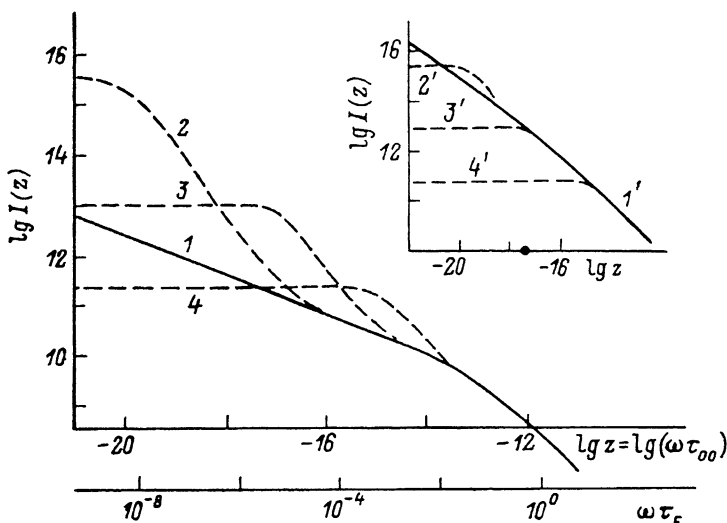


Рис. 4. Расчетные величины $I(z)$, характеризующие в безразмерных единицах зависимости уровня шума от частоты анализа при различных значениях параметра β .

β : 1 — 0, 2 — 10^{-16} , 3 — 10^{-17} , 4 — 10^{-18} ; $t=0.35$. На вставке — те же зависимости при $t=0.5$; точка — $\omega\tau_F=1$.

тально наблюдающимися зависимостями (рис. 1) и рассчитанными кривыми. Это согласие становится более очевидным, если представить показанные на рис. 4 результаты в виде зависимости относительной спектральной плотности шума от β для различных частот анализа $\omega\tau_{00}$ (рис. 5) и сопоставить зависимости, показанные на рис. 2 и 5. Видно, что и для теоретических, и для экспериментальных зависимостей шум на данной частоте при увеличении интенсивности подсветки возрастает, достигает максимума и затем монотонно уменьшается. Чем выше частота анализа, тем большая интенсивность подсветки необходима, для того чтобы достигнуть максимума на зависимости $I(\beta)$.

В рамках использованной здесь (и подробно описанной в работе [7]) модели объемного шума $1/f$ полученные результаты интерпретируются следующим образом.

Как уже отмечалось, за возникновение участка шума $1/f$ в рассматриваемом варианте модели ответственны уровни хвоста плотности состояний, лежащие ниже уровня Ферми (условие $\omega\tau_F \ll 1$). В отсутствие дырок (в темноте) вероятность заполнения этих уровней близка к 1. Постоянная времени обмена электронами τ между зоной проводимости и уровнями с энергией ϵ практически равна τ_0 и определяется уравнением (2).

¹ Это замечание относится также и к величинам β . Физически более оправданно сравнивать величину τ_p не с τ_{00} , а с τ_F и пользоваться параметром $\beta^* = \tau_F/\tau_p$. В этом случае характерные величины β^* для рассматриваемого эффекта лежат в диапазоне от $\sim 10^{-8}$ до $\sim 10^{-3}$. Величина β^* , однако, сильно зависит от температуры.

Появляющиеся в результате освещения дырки захватываются на уровни хвоста с вероятностью, не зависящей от энергии ϵ . Однако в условиях стационарного освещения степень заполнения уровней очень сильно зависит от ϵ , поскольку время захвата электронов на освободившиеся места τ_0 экспоненциально зависит от энергии [см. выражение (2)]. Действительно, из уравнения (6) видно, что свет слабо влияет на степень заполнения уровней при $\beta e^{\alpha x} = \beta e^{\epsilon/\epsilon_1} \ll 1$. В этом случае величина f^* близка к f . В противоположном предельном случае $\beta e^{\alpha x} \gg 1$ функция заполнения f^* экспоненциально мала. Условию $\beta e^{\alpha x} \sim 1$ отвечают характерные значения энергии $\epsilon_x \sim \epsilon_1 \ln(1/\beta)$ или в соответствии с (2) характерные значения $\tau_{0x} \sim \tau_{00}/\beta$.

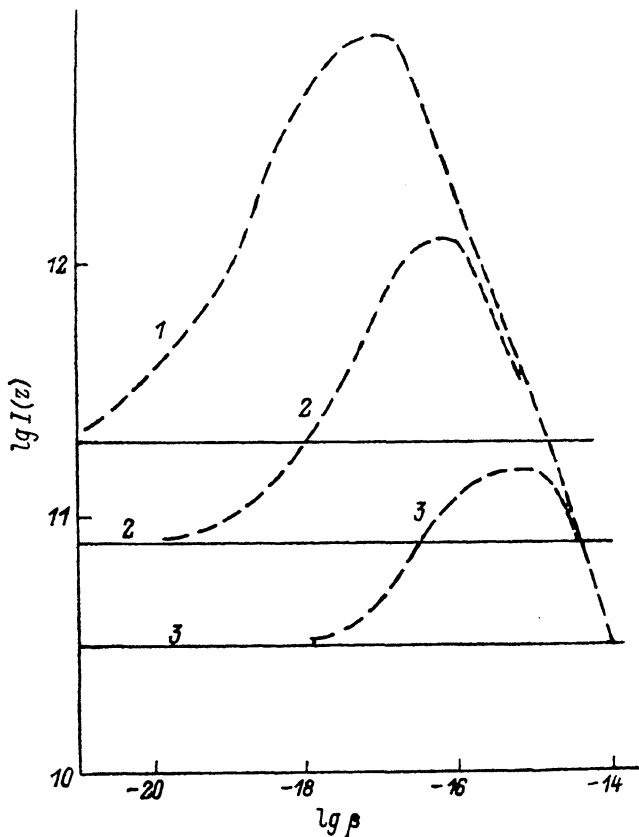


Рис. 5. Расчетные величины $I(\beta)$ в безразмерных единицах, характеризующие зависимости шума на данной частоте от уровня освещенности (ср. с рис. 2).

Сплошные горизонтальные прямые — уровни темного шума. $\lg z = \lg(\omega \tau_{00})$: 1 — -17, 2 — -16, 3 — -15.

Для уровней с энергией $\epsilon < \epsilon_x$ освещение практически не меняет степень заполнения. Этим значениям энергии соответствуют времена релаксации $\tau_0(\epsilon) < \tau_{0x}$. Соответственно следует ожидать, что на относительно высоких частотах анализа $\omega \gg 1/\tau_{0x}$ уровень шума практически не изменится.

Уровни с энергией $\epsilon > \epsilon_x$ при освещении практически пусты и не дают вклада в шум. Поэтому следует ожидать, что на низких частотах анализа $\omega \ll 1/\tau_{0x}$ спектральная плотность шума будет частотно независимой.

В области промежуточных значений энергии $\epsilon \sim \epsilon_x$, т. е. в области частот анализа, соответствующих условию $\omega \tau_{0x} \sim 1$ (или $\omega \tau_{00} \sim \beta$), захваченные на уровни хвоста дырки уменьшают степень заполнения, приближая ее к значению $f^* \sim 2/3$, при котором уровень шума максимален.

Из рис. 4 видно, что такая качественная аналитическая оценка хорошо согласуется с результатами численных расчетов (кривые 2—4).

Из рис. 4 и 5 видно, что чем выше частота анализа ω , т. е. чем ближе ее значение к критической величине $\omega_F = 1/\tau_F$, тем меньше максимально возможное

увеличение шума за счет освещения. Для $\omega > \omega_F$ увеличение шума за счет появления в образце дырок вообще невозможно, поскольку для уровней с энергией $\epsilon < \epsilon_F$, отвечающих за шум в области частот $\omega > \omega_F$, степень заполнения меньше 0.5 уже в темноте. Поэтому захват дырок на эти уровни способен лишь уменьшать уровень шума при $\omega > \omega_F$.

С увеличением температуры уровень Ферми движется в глубь запрещенной зоны. Значение ϵ_F растет. С ростом ϵ_F экспоненциально возрастает значение τ_F и соответственно значение $\omega_F = 1/\tau_F$ экспоненциально уменьшается. Таким образом, с увеличением температуры частотный диапазон, в котором может наблюдаться эффект немонотонной зависимости уровня шума от интенсивности подсветки, быстро смещается в область все более низких частот.

При наблюдении шумового спектра в фиксированном диапазоне частот эффект с ростом температуры должен постепенно подавляться и полностью исчезать, когда значение ω_F станет порядка нижней частоты наблюдения.

Эти качественные соображения полностью подтверждаются результатами численных расчетов (см. вставку на рис. 4). На вставке показаны зависимости $I(z)$, рассчитанные для тех же параметров образца и тех же значений β , что и соответствующие зависимости на рис. 4, но для более высокой температуры $t=0.5$. Видно, что относительно небольшое изменение температуры привело к уменьшению частоты ω_F более чем на 5 порядков. Эффект немонотонной зависимости шума от интенсивности подсветки выражен значительно слабее, а в области верхних частот анализа, соответствующих значениям $z \geq 10^{-17}$, полностью подавлен. Таким образом, естественно объясняется экспериментально наблюдающееся исчезновение эффекта при повышении температуры.

Из сопоставления теоретических и экспериментальных зависимостей можно сделать вывод о том, что модель объемного шума $1/f$, сформулированная в работе [7] и позволившая ранее объяснить влияние света на шум $1/f$ в GaAs, позволяет качественно объяснить и все основные особенности эффекта немонотонной зависимости шума $1/f$ в Si от интенсивности подсветки.

Авторы искренне признательны М. И. Дьяконову за ценные замечания.

Список литературы

- [1] Гук Е. Г., Дьяконова Н. В., Левинштейн М. Е. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 6. С. 1120—1122.
- [2] Hooge F. N., Klempinning T. G. M., Vandamme L. K. J. // Rep. Prog. Phys. 1981. V. 44. N 5. P. 480—532.
- [3] Зи С. Физика полупроводниковых приборов. Т. 1. М., 1984. 455 с.
- [4] Klempinning T. G. M. // Physica. 1982. V. 113B. P. 189—194.
- [5] Левинштейн М. Е., Румянцев С. Л. // ФТП. 1983. Т. 17. В. 10. С. 1830—1834.
- [6] Дьяконова Н. В., Левинштейн М. Е., Румянцев С. Л. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 6. С. 1049—1052.
- [7] Дьяконова Н. В., Левинштейн М. Е. // ФТП. 1989. Т. 23, В. 2. С. 283—291.
- [8] Ботнарюк В. М., Жилаев Ю. В., Кечек А. Г., Кузнецов Н. И., Лебедев А. А., Шульга М. И. // Письма ЖТФ. 1988. Т. 14. В. 2. С. 181—185.