

06.2; 12

© 1993

ПРИРОДА ОБЪЕМНОГО ШУМА $1/f$ В КАНАЛЕ АРСЕНИДГАЛЛИЕВОГО ПОЛЕВОГО ТРАНЗИСТОРА С БАРЬЕРОМ ШОТТКИ

М.Е. Левинштейн, С.Л. Румянцев

Арсенидгаллиевые полевые транзисторы с барьером Шоттки являются одним из основных элементов современной СВЧ полупроводниковой электроники. Поскольку уровень низкочастотного шума часто решает вопрос о применимости приборов в качестве генераторов, изучение природы шума $1/f$ ведется практически с момента появления полевых транзисторов (см., например [1]). Тем не менее, природа этого шума до настоящего времени не установлена (см., например, [2, 3]).

Исследование низкочастотного шума проводилось на различных $GaAs$ полевых транзисторах с барьером Шоттки с длиной затвора $L = 0.5-5$ мкм, расстоянием сток-исток $L' = 4-50$ мкм, шириной затвора $W = 10^2-10^3$ мкм, концентрацией электронов в канале $n_0 = (1-3) \cdot 10^{17}$ см $^{-3}$, и толщиной канала $h = 0.1-0.2$ мкм. Сопротивление канала при напряжении затвора $V_g = 0$ и малой величине напряжения исток-сток $V_{ds} \leq 0.5$ В составляло $R_0 \sim 4-30$ Ом. Исследования проводились также на беззатворных тестовых структурах с теми же электрофизическими параметрами. Результаты, полученные для всех типов транзисторов, качественно одинаковы. Результаты для беззатворных и аналогичных транзисторных структур практически совпадали.

В серии специальных экспериментов, которые будут описаны позднее в более подробной работе, было установлено, что вклад контактов и поверхности в измеряемый уровень шума пренебрежимо мал, и шум имеет объемную природу.

Измерения проводились в режиме генератора напряжения. При $V_{ds} \leq 1$ В спектральная плотность шума $S_f \sim I^2$. Для установления природы низкочастотного шума был использован прием перезарядки ловушек дырками, возникающими под действием света с энергией квантов $\epsilon_{ph} \geq \epsilon_g$ (ϵ_g - ширина запрещенной зоны). Такой прием был ранее с успехом применен для исследования природы шума $1/f$ в слабелегированных Si и $GaAs$ [4].

На рис. 1 показаны частотные зависимости спектральной плотности шума при трех разных температурах в темноте (сплошные кривые) и при различных уровнях подсветки. Установлено, что влияние на шум оказывают только кванты с $\epsilon_{ph} > \epsilon_g$. "Красная граница" эффекта оказывается довольно резкой: при $\epsilon_{ph} < \epsilon_g$ свет любой интенсивности на шум не влияет. С другой стороны, увеличение энергии фотонов от $\epsilon_{ph} \approx \epsilon_g$ вплоть до величины $\epsilon_{ph} = (2.5-3)\epsilon_g$ не изменяет характер влияния света на шум.

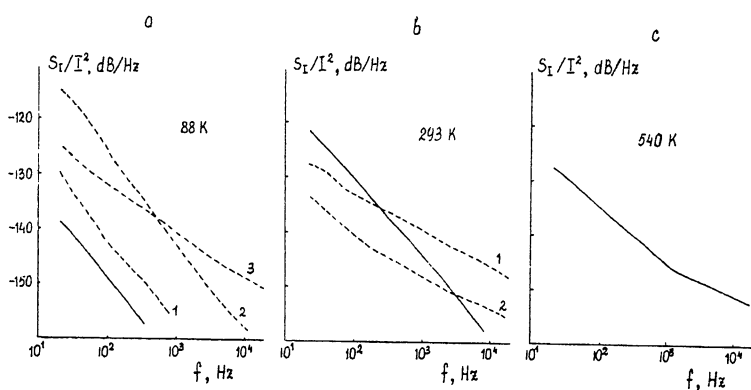


Рис. 1. Частотные зависимости спектральной плотности шума в темноте (сплошные кривые) и при освещении (штриховые). Беззатворная $GaAs$ структура: $L' = 50$ мкм, $n_0 = 1.7 \cdot 10^{17}$ см $^{-3}$, $W = 170$ мкм. а) J/J_0 (отн. ед.): 1 - $5 \cdot 10^{-8}$; 2 - 10^{-4} ; 3 - 1. в) J/J_0 (отн. ед.): 1 - $5 \cdot 10^{-3}$; 2 - 1.

Максимальной интенсивности света J_0 соответствует плотность фотонов с величиной кванта $\epsilon_{ph} > \epsilon_g$ порядка $J_0 \sim 5 \cdot 10^{18}$ (см $^{-2}$ с $^{-1}$). При этом изменение сопротивления канала $\Delta R/R_0$ при любой температуре мало: $\Delta R/R_0 \leq 1-10\%$.

Качественно характер влияния света на шум при различных температурах совпадает с результатами, полученными для слаболегированного материала [6] (см. также обзор [4], рис. 5). При высокой температуре, когда уровень Ферми лежит достаточно глубоко в запрещенной зоне, ответственные за наблюдаемый низкочастотный шум уровни хвоста плотности состояний практически пусты уже в темноте. Освещение в этом случае, естественно, не оказывает влияния на величину шума (рис. 1, с). При промежуточной температуре, в соответствии с качественными соображениями, приведенными в [6], и моделью шума $1/f$, развитой в [7] (см. также обзор [4], раздел 2), освещение может подавлять шум на низких частотах и повышать уровень шума в области более высоких частот. При этом с увеличением интенсивности света точка где уровень шума с освещением не меняется, должна сдвигаться в область более высоких частот. Из рис. 1, в видно, что именно такая картина и наблюдается экспериментально при комнатной температуре. Наконец, при относительно низкой температуре освещение, в соответствии с моделью, развитой в [7], может приводить к увеличению шума во всем диапазоне наблюдения (рис. 1, а).

Таким образом, из приведенных на рис. 1 результатов в соответствии с аргументами, подробно изложенными в [4], можно сделать важный качественный вывод. В сильнолегированном $n-GaAs$ ($N_d \sim (1-2) \cdot 10^{17}$ см $^{-3}$), используемом в каналах полевых транзисторов, низкочастотный шум типа $1/f$ возникает из-за флуктуаций заселенности хвоста плотности состояний вблизи края зоны проводимости.

Обсудим теперь отличительные особенности шума в сильнолегированном материале.

Из рис. 1, в видно, что в отсутствие освещения зависимость $S_I(f)$ в исследованном диапазоне частот f при $T = 300$ К близка к закону $S_I \sim f^{-1.5}$. Аналогичные зависимости $S_I(f)$ для сильнолегированного $GaAs$ неоднократно наблюдались при исследовании полевых транзисторов и в других работах (см., например, [8]). Если, тем не менее, использовать для оценки уровня шума параметр Хоуге α , то значения α для различных структур при $T = 300$ К лежат в пределах $\alpha \approx 5 \cdot 10^{-3}$ для $f \approx 20$ Гц и $\alpha \approx (1-3) \cdot 10^{-4}$ для $f \approx 20$ кГц^x.

При $T = 540$ К уровень Ферми лежит в материале с $N_d = 10^{17}$ см⁻³ на $\Delta E \approx 0.11$ эВ ниже дна зоны проводимости. Свет при этом не влияет на уровень шума при любых доступных интенсивностях. Между тем, в слаболегированном материале ($N_d = 10^{15}$ см⁻³) уровень Ферми занимает то же положение при 200 К. При этой, и даже существенно более высокой температуре даже относительно слабое освещение очень сильно влияет на шум. Причина столь существенной разницы состоит, по-видимому, в следующем. В соответствии с теорией [7] (см. также [4], формула (15)), оценка для величины параметра Хоуге α имеет вид: $\alpha \sim N_F/N_d$, где N_F — полное число состояний в хвосте ниже уровня Ферми, N_d — уровень легирования. Таким образом, при одинаковой величине N_F в сильнолегированном материале значение параметра α должно было бы оказаться на два порядка меньшим, чем в слаболегированном и составить ($\alpha \sim 10^{-6}-10^{-7}$). Поскольку реально наблюдающиеся значения α гораздо выше, можно предположить, что в сильнолегированном материале при высокой температуре (когда уровень Ферми лежит достаточно низко), преобладающий вклад в шум на частотах $\sim 10-10^4$ Гц дает какой-то другой механизм, не связанный с флуктуациями заселенности уровней в хвосте плотности состояний. Плотность уровней в хвосте плотности состояний возрастает экспоненциально по мере приближения к краю зоны. Поэтому при более низких температурах (включая комнатную), когда под уровнем Ферми оказывается значительно большее число уровней N_F механизм, связанный с флуктуациями заселенности, преобладает (рис. 1, а, в).

Заметим, что при 293 К зависимость $S_I(f)$ для предельно большой интенсивности света близка к зависимости $S_I(f)$ при 540 К. В соответствии с теорией [7] и простыми качественными соображениями, свет достаточно большой интенсивности должен приводить к опустошению уровней и уменьшению шума. Возможно, что когда механизм шума, связанный с перезарядкой уровней хвоста

^xВо всех случаях при определении величины α объем канала рассчитывался, исходя из полной длины структуры L' . Если, как это часто делается в литературе, рассчитывать объем канала, используя не длину L' , а длину затвора L соответствующие значения α будут в 3-10 раз меньше.

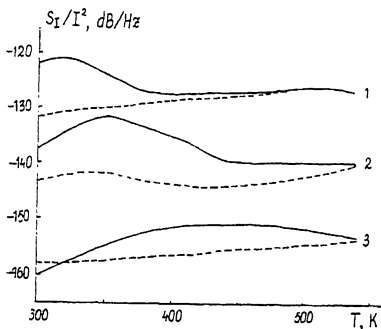


Рис. 2. Температурные зависимости спектральной плотности шума для трех частот анализа f в темноте (сплошные кривые) и при освещении (штриховые). $J/J_0 = 1$. f (Гц): 1 - 20; 2 - 320; 3 - 20000.

оказывается достаточно сильно подавленным за счет подсветки (или температуры), начинает преобладать механизм, не зависящий от подсветки и очень слабо зависящий от температуры (рис. 2).

На рис. 2 для трех частот анализа показаны температурные зависимости $S_I(\tau)$ в темноте (сплошные кривые) и при подсветке с максимальной интенсивностью ($J_0 \approx 5 \cdot 10^{18}$ фотонов/см²·с). На темновых кривых видны характерные максимумы, сдвигающиеся по мере увеличения частоты в сторону более высоких температур (см., например, обзор [4], рис. 23). Зависимости $S_I(\tau)$ при максимальной подсветке очень слабо зависят от температуры во всем диапазоне частот наблюдения.

Представляет интерес изучение обоих механизмов низкочастотного шума как связанного с флуктуациями заселенности хвоста и преобладающего при температурах $T \approx 500$ К, так и механизма, преобладающего при более высоких температурах и/или в условиях очень интенсивной подсветки.

Авторы искренне признательны М.И. Дьяконову и Н.В. Дьяконовой за интерес к работе и полезные замечания.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] V a n d e r Z i e l A. // Proc. IEEE. 1963. V. 51. N 11. P. 1670.
- [2] T a s a n o M., S u g i y a m a Y. // Solid State Electron. 1991. V. 34. N 10. P. 1049-1053.
- [3] L i X., V a n d a m m e L.K.J. // Solid State Electron. 1992. V. 35. N 10. P. 1477-1481.
- [4] Дьяконова Н.В., Левинштейн М.Е., Румянцев С.Л. // ФТП. 1991. Т. 25. В. 12. С. 2065-2104.

- [5] В l a k e m o r e J.S. // J. Appl. Phys. 1982, V. 53. N 10. P. R123-R181.
- [6] Дьяконова Н.В., Левинштейн М.Е. // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. В. 21. С. 1978-1982.
- [7] Дьяконова Н.В., Левинштейн М.Е. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 3. С. 283-291.
- [8] G r a f f e u l J., C a i m i n a d e J. // Elect-ron. Lett. 1974. V. 10. N 13. P. 266-268.

Физико-технический
институт им. А.Ф. Иоффе
РАН, С.-Петербург

Поступило в Редакцию
24 марта 1993 г.