

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ШУМА $1/f$ В p -InSb

Алекперов С. А., Алиев Ф. Л.

В последнее время широкое внимание уделяется поиску механизмов шума $1/f$ в полупроводниках, в частности выяснению вопроса о том, связан ли этот шум с объемными или поверхностными процессами? Установлено, что в чистом эпитаксиальном n -GaAs источники шума $1/f$ находятся в объеме [1-3], а в Si при 300 К шум $1/f$ имеет поверхностное происхождение [4], хотя результаты работы [5] свидетельствуют в пользу объемного механизма. При температуре жидкого азота в чистом n -InSb [$\mu_n = (6 \div 7) \cdot 10^5$ см²/В·с] поверхностные источники шума $1/f$ являются определяющими при величине параметра Хоуге $\alpha = 10^{-6} \div 10^{-5}$ [6, 7]. Однако по мере повышения концентрации примеси в n -InSb начинают преобладать объемные источники шума $1/f$ и значения α повышаются [6].

В настоящей работе показано, что в области примесной проводимости возникновение шума $1/f$ в p -InSb связано с объемными процессами.

Исследовались монокристаллические образцы, имеющие при 77 К концентрацию свободных дырок $p = (0.3 \div 10) \cdot 10^{14}$ см⁻³ и их подвижность $\mu_p = (5 \div 10) \times 10^3$ см²/В·с. Измеряемая область образцов имела размеры $(3 \div 5) \times (0.8 \div 1.5) \times (0.1 \div 0.2)$ мм. Операции обработки поверхности образцов и нанесения на них электрических контактов проводились аналогично описанному в работе [6]. Спектральная плотность шума S_U измерялась при значениях напряжения смещения U , соответствующих линейному участку вольтамперной характеристики ($E < 2 \div 3$ В/см), когда зависимость S_U от U близка к квадратичной. Погрешность определения S_U^2/U^2 не превышала 20 %.

На рис. 1 приведены частотные зависимости относительной спектральной плотности шума S_U/U^2 трех типичных образцов, измеренные при 80 К и при фиксированной температуре из интервала 140-190 К, находящегося в области собственной проводимости. Как видно из рис. 1, на кривых 1', 2, 2', 3 и 3' в области низких частот значительных отклонений от закона $1/f$ не наблюдается. В спектре шума, представленном кривой 1, имеется значительная компонента генерационно-рекомбинационного шума, который несколько изменяет частотную зависимость S_U/U^2 на низких частотах. Однако при относительно небольшом повышении температуры (до 83-87 К) вклад генерационно-рекомбинационного шума уменьшается и частотная зависимость S_U/U^2 следует закону $1/f$ (штриховая кривая).

На рис. 2 приведены температурные зависимости S_U/U^2 , а также измеренной на частоте 10 Гц величины обратной полной концентрации носителей тока $(n+p)^{-1}$ и удельного сопротивления ρ тех же образцов. Вертикальными линиями на кривых зависимости $(n+p)^{-1}$ от $10^3/T$ отмечены значения температуры инверсии коэффициента Холла R_H .

Как видно из рис. 2, вне области инверсии R_H температурное изменение S_U/U^2 и $(n+p)^{-1}$ примерно одинаково. С повышением температуры при приближении к области инверсии R_H S_U/U^2 начинает резко уменьшаться, а $(n+p)^{-1}$ и ρ еще слабо отличаются от значений, имеющих место при низких температурах.

Для вычисления значений α использовалось выражение, учитывающее флуктуации как электронов, так и дырок [8],

$$\frac{S_U}{U^2} = \frac{1}{Vf} \left[\left(\frac{\sigma_n}{\sigma} \right)^2 \frac{a_n}{n} + \left(\frac{\sigma_p}{\sigma} \right)^2 \frac{a_p}{p} \right], \quad (1)$$

где $\sigma = \sigma_n + \sigma_p$; σ_n , σ_p — соответственно электронная и дырочная части проводимости; V — объем образца; α_n , α_p — значения α шума $1/f$, создаваемого соответственно электронами и дырками.¹

Анализ этого выражения показал, что в исследуемых образцах $\alpha_p > \alpha_n$. В противном случае (или при $\alpha_p = \alpha_n$) из-за большого отношения подвижности электронов μ_n к подвижности дырок μ_p в области инверсии R_H должно наблюдаться увеличение S_U/U^2 . При 80 К $p > 10^6$ и $\sigma_n/\sigma < 10^{-4}$. С повышением температуры (пока проводимость еще полностью определяется дырками) σ_n/σ

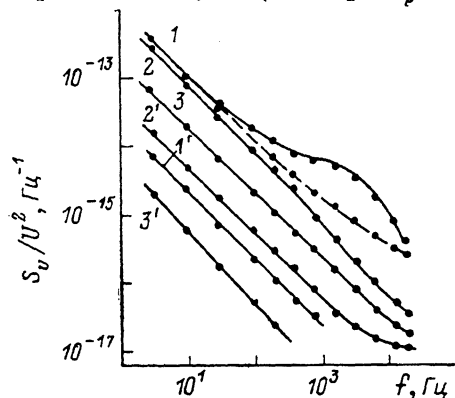


Рис. 1. Частотная зависимость S_U/U^2 .

$\mu_p \cdot 10^{-3}$, см²/В·с: 1, 1' — 9.2; 2, 2' — 5.8; 3, 3' — 8.1.
 $p \cdot 10^{-14}$, см⁻³: 1, 1' — 1.1; 2, 2' — 0.48; 3, 3' — 8.0.
 T, К: 1—3 — 80, 1' — 162, 2' — 145, 3' — 182, штриховая кривая — 85.

приблизительно экспоненциально увеличивается и, согласно выражению (1), вклад шума электронов должен увеличиваться таким же образом. Но в этой области температур $S_U/U^2 \sim p^{-1}$ (рис. 2), и поэтому вкладом шума электронов можно пренебречь.

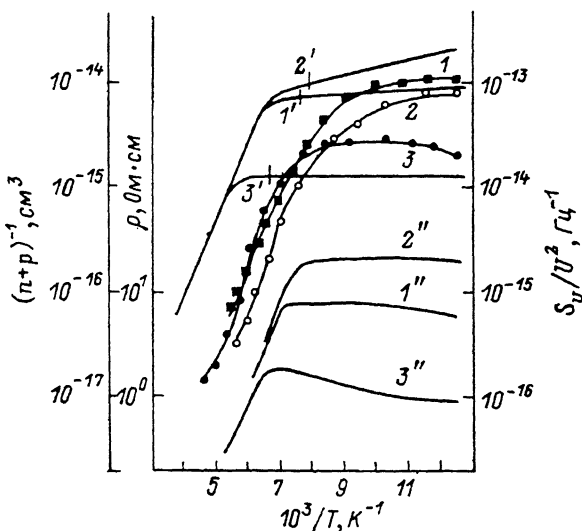


Рис. 2. Температурные зависимости S_U/U^2 (1—3), $(n+p)^{-1}$ (1'—3') и ρ (1''—3'').

Номера кривых те же, что и на рис. 1.

Вычисленные значения $\alpha_p = 5 \cdot 10^{-3} \div 5 \cdot 10^{-1}$ в области примесной проводимости оказались на несколько порядков выше, чем значения α в n -InSb [6, 7].

В области собственной проводимости в InSb $\sigma_n \approx 100 \sigma_p$ и выражение (1) принимает вид

$$\frac{S_U}{U^2} = \frac{1}{Vnf} [\alpha_n + 1 \cdot 10^{-4} \alpha_p] = \frac{\alpha_{\text{эфф}}}{Vnf}. \quad (2)$$

Значения $\alpha_{\text{эфф}}$ находились в пределах от $5 \cdot 10^{-4}$ до $3 \cdot 10^{-3}$, что практически совпадает с данными, полученными на n -InSb [6]. Из выражения (1) следует

¹ В работе [8] предполагалось, что $\alpha_n = \alpha_p$.

также, что значения α_p в собственной области не могут превышать соответствующих значений в примесной области, поэтому $\alpha_{эфф} = \alpha_n$.

В отличие от n -InSb [6] в области примесной проводимости не наблюдалось корреляции между величиной α и концентрацией примеси (подвижностью дырок), а также между величиной α и толщиной образцов. Не обнаружено и изменения α при старении поверхности образцов. Это указывает на объемный характер источников шума $1/f$. Более того, в работе [3] показано, что значительного изменения уровня шума $1/f$, связанного с поверхностью, можно добиться путем облучения образца светом с энергией фотонов, несколько превышающей энергию, соответствующую ширине запрещенной зоны. В исследуемых в настоящей работе образцах при облучении их от источника типа «абсолютно черное тело» с температурой 600 °С изменение S_V/U^2 находилось в пределах погрешности измерений, хотя сопротивление уменьшалось на 1—3 %. Если все же предположить, что шум $1/f$ обусловлен процессами, происходящими на поверхности, то аналогично работе [1] можно рассмотреть эквивалентную схему, в которой шумящее поверхностное сопротивление R_s включено параллельно с шумящим объемным R_v и $R_s \gg R_v$. В этом случае S_V/U^2 должно одинаковым образом изменяться с изменением ρ^2 , что не соответствует экспериментальным результатам (рис. 2).

Таким образом, в области примесной проводимости, наиболее интересной с точки зрения практического применения, шум $1/f$ в p -InSb вызывается процессами, происходящими в объеме, и уровень этого шума, приходящийся на одну дырку, значительно выше уровня шума, приходящегося на один электрон.

Список литературы

- [1] Левинштейн М. Е., Румянцев С. Л. // ФТП. 1983. Т. 17. В. 10. С. 1830—1834.
- [2] Дьяконова Н. В., Левинштейн М. Е. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 2. С. 283—291.
- [3] Дьяконова Н. В., Левинштейн М. Е., Румянцев С. Л. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 6. С. 1049—1052.
- [4] Гук Е. Г., Дьяконова Н. В., Левинштейн М. Е. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 6. С. 1120—1122.
- [5] Kleinpenning T. G. M. // Physica. 1982. V. 112B. N 2. P. 189—194.
- [6] Алекперов С. А., Гусейнов Н. Я., Каджар Ч. О., Салаев Э. Ю. // ФТП. 1986. Т. 20. В. 8. С. 1549—1551.
- [7] Vande Voorde P., Love W. F. // Phys. Rev. 1981. V. 24. N 8. P. 4781—4786.
- [8] Hooge F. N., Kleinpenning T. G. M., Vandamme L. K. J. // Rep. Prog. Phys. 1981. V. 44. P. 479—532.

Научно-исследовательский
институт фотоэлектроники
Баку

Получено 21.08.1989
Принято к печати 15.12.1989

ФТП, том 24, вып. 5, 1990

ВОЛЬТАМПЕРНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПОТЕНЦИАЛЬНЫХ БАРЬЕРОВ В ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ $Cd_xHg_{1-x}Te/CdTe$

Елизаров А. И., Богобожний В. В., Белов А. Г.

Известно, что в гетероструктурах на основе $Cd_xHg_{1-x}Te$ может возникать потенциальный барьер, обусловленный искривлением энергетических зон в области гетероперехода. В частности, этот эффект наблюдается в сверхрешетках, образованных чередующимися слоями HgTe и CdTe [1, 2]. Можно ожидать, что такой барьер существует и в эпитаксиальных структурах $Cd_xHg_{1-x}Te/CdTe$, если толщина переходного слоя достаточно мала. В этом случае он должен проявляться при измерении электрофизических параметров таких структур; например, обедненный носителями заряда слой в области потенциального барьера