

ШУМЫ И ДИФФУЗИЯ В КОРОТКИХ $n^+ - n - n^+$ -InP-СТРУКТУРАХБарейкис В., Билькис Ж., Либерис Ю., Сакалас П.,
Шальтис Р.

Исследованы зависимости шумовой температуры $T_{ш}$ и спектральной плотности флуктуаций тока (или коэффициента диффузии) от напряженности электрического поля E в микронных $n^+ - n - n^+$ -структурах фосфида индия при комнатной и температуре жидкого азота. Получено, что шумовая температура при заданном электрическом поле уменьшается с уменьшением длины n -области. Такое поведение $T_{ш}$, по-видимому, можно объяснить особенностями внутриволновых кинетических процессов в образце ограниченных размеров.

В последнее время в связи со стремлением повысить быстродействие и предельную чувствительность полупроводниковых приборов должно внимание уделяется исследованию явлений (в частности, шумов и диффузии) в коротких $n^+ - n - n^+$ -структурах. В работе [1] нами было показано, что в $n^+ - n - n^+$ -GaAs-структурах с микронной длиной n -области, которая гораздо больше длины свободного пробега носителей заряда, возможно одновременное осуществление высокой дрейфовой скорости и малых уровня шума и коэффициента диффузии, т. е. возможно улучшение параметров полупроводниковых приборов (например, полевых транзисторов) путем подбора их размеров.

Многообещающим материалом для нужд полупроводниковой электроники является InP. Поэтому исследование шумов и диффузии в коротких $n^+ - n - n^+$ -InP-структурах представляет несомненный интерес. Кроме того, InP по ряду электрофизических параметров отличается от GaAs. Следовательно, можно ожидать новых особенностей проявления шумов и диффузии в зависимости от длины n -области и тем самым получить новые представления о микроскопических процессах, происходящих в ограниченных интервалах времени и пространства в полупроводниках в сильных электрических полях.

В работе [2] измерены шумы и коэффициент диффузии в $n^+ - n - n^+$ -InP-структурах с длиной n -области 5 мкм при 300 К. Как показали расчеты, электрическое поле в структуре является достаточно однородным.

В данной работе приводятся результаты исследований шумовой температуры $T_{ш}$ и спектральной плотности флуктуации тока $S_j(E)$ или коэффициента диффузии, который при $n = \text{const}$ пропорционален $S_j(E)$, для $n^+ - n - n^+$ -InP-структур с разными длинами n -области как при комнатной, так и при температуре жидкого азота.

Шумовая температура измерялась на частоте 10 ГГц в импульсном режиме. Длительность разогревающих импульсов постоянного тока 2.5 мкс, частота их следования 125 Гц. Генерируемая шумовая мощность образца, согласованного с волноводным трактом, измерялась модуляционным стробированным (длительность строб-импульса 1.5 мкс) радиометром. $T_{ш}$ определялась путем сравнения излучаемой образцом мощности (с учетом потерь в волноводе) во время строб-импульса с эталонной. Малосигнальная СВЧ электропроводность $\bar{\sigma}$ определялась по модифицированному методу, предложенному в [3]. Сравнивалась $\bar{\sigma}$ в сильном поле с электропроводностью $\sigma(E=0, H \neq 0)$ при $E=0$ в магнитном поле. При этом $\sigma(E=0, H \neq 0)$ уменьшалась магнитным полем до тех пор, пока величина коэффициента стоячей волны не сравнивалась с его значе-

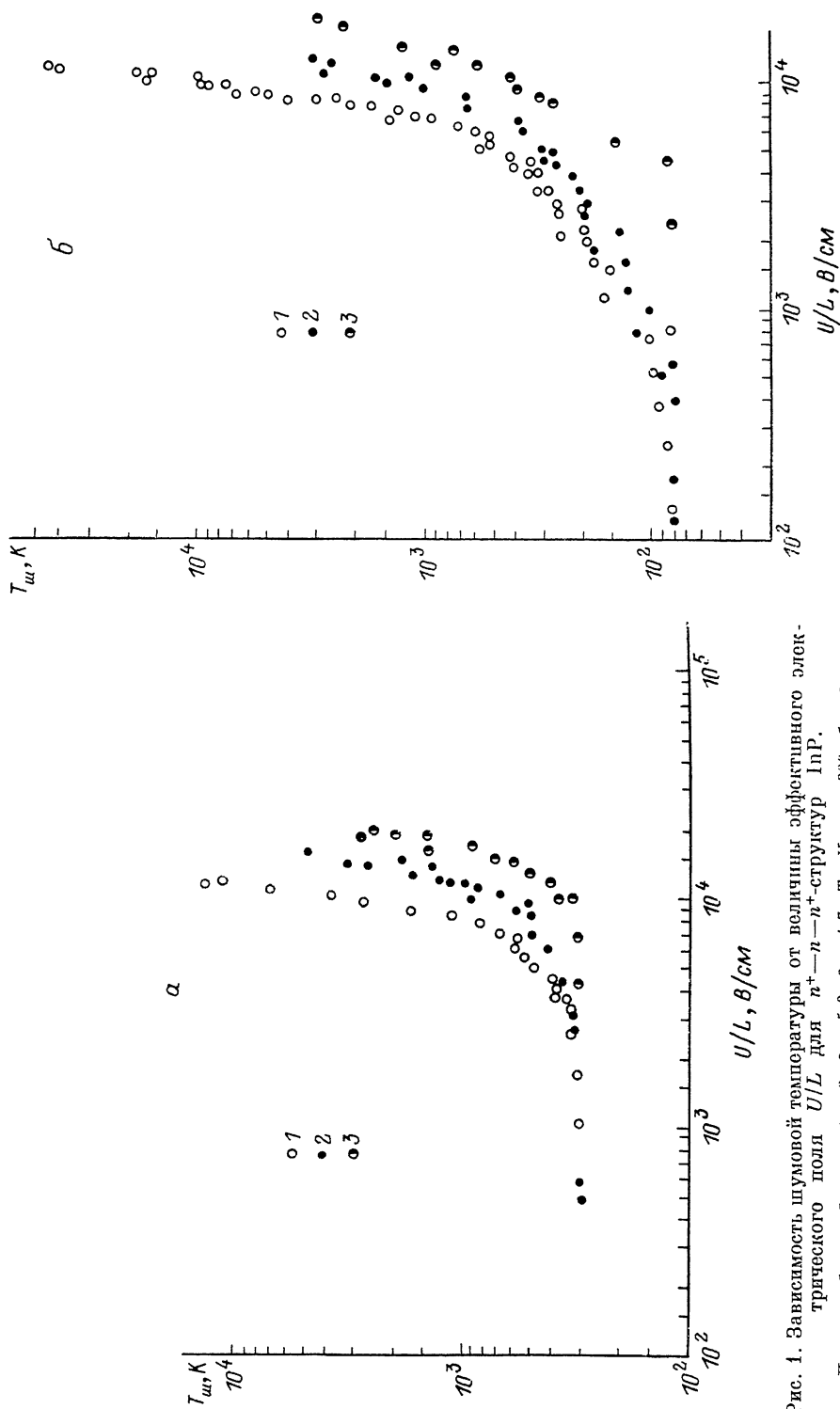


Рис. 1. Зависимость шумовой температуры от величины эффективного электрического поля U/L для $n^+ - n - n^+$ -структур InP. Длина n -области L , мкм: 1 — 8, 2 — 5.0, 3 — 1.7. T_0 , К: а — 300, б — 80.

нием для заданного E при $H=0$. Тогда считалось, что $\delta = \sigma(E=0, H \neq 0)$. В сильных E , когда ток приближается к насыщению и нужное изменение $\sigma(E=0, H \neq 0)$ получить в магнитном поле трудно, δ определялась из статической вольтамперной характеристики: $\delta = dJ/dE$. Как показали расчеты частотных характеристик кинетических коэффициентов, это вполне оправдано, так как инерционность на частоте 10 ГГц в n -InP еще не проявляется [4].

Исследовались $n^+ - n - n^+$ -структуры фосфида индия с параметрами: длина n -области $L=8, 5$ и 1.7 мкм, концентрация электронов $n=(2.2 \div 5.5) \cdot 10^{15}$ см $^{-3}$, их подвижность $\mu=1.8 \div 3$ м 2 /В.с при 77 К и $0.43 \div 0.47$ м 2 /В.с при 300 К. Для определения средней напряженности электрического поля U/L в области n учитывалось падение напряжения на контактных сопротивлениях образца. Для этого по угловой зависимости сопротивления образца в магнитном поле были определены контактные сопротивления [5].

Зависимости T_m от средней напряженности электрического поля $E=U/L$ для $n^+ - n - n^+$ -структур с длинами n -области 8, 5 и 1.7 мкм при температурах решетки 300 и 80 К показаны на рис. 1, а, б соответственно. Аналогичные зависимости для спектральной плотности флуктуаций тока $S_j(E)$ представлены на рис. 2, а, б. Там также приведены данные работы [2] для $n^+ - n - n^+$ -InP-структур с аналогичными параметрами ($L=5$ мкм, $\mu=0.43$ м 2 /В.с, $n=2.7 \times 10^{15}$ см $^{-3}$). Из рис. 1 видно, что для InP, как и в случае GaAs [1], при заданном значении электрического поля T_m меньше для структур с более короткой n -областью. Такое поведение T_m в GaAs нами объяснялось наличием зависящей от поля области, в которой междолинные шумы не проявляются, так как в ней электроны не успевают приобрести энергию, необходимую для возникновения междолинных процессов. Однако для InP, как показывают расчеты спектральной плотности флуктуации скорости $S_v(E)_{\parallel}$ (или коэффициента диффузии), междолинный шум значительно увеличивает продольную $S_v(E)_{\parallel}$ из-за большого (по сравнению с GaAs) констант связи между долиной Γ и вышележащими долинами [4]. Поэтому объяснение зависимости T_m и $S_j(E)$ от длины n -области наряду с междолинными процессами надо искать и в особенностях внутримолиновых процессов, происходящих в образцах с ограниченными размерами. На это указывает и уменьшение $S_j(E)/S_j(0)$ (рис. 2, а, б) в электрическом поле, характерное для однодолинных полупроводников, в которых оно обусловлено подавлением тепловых шумов горячих электронов из-за флуктуаций их средней энергии [6].

Одним из таких внутримолиновых процессов в InP может быть убегание электронов, вызванное полярным оптическим рассеянием [7]. Это — пороговое явление, так как для электрона, импульс которого направлен вдоль E , существует критическая энергия ϵ_c (и соответствующее ей критическое поле E_c), с превышением которой энергия электронов и дрейфовая скорость быстро увеличиваются. С этим явлением мы и связываем увеличение T_m при $E > 200$ В/см (рис. 1, б). Как видно из рис. 1, T_m при $T_0=80$ К начинает заметно увеличиваться при меньших E_c , чем при $T_0=300$ К. Это можно объяснить тем, что при $T_0=80$ К для заданного E число электронов, энергия которых превышает ϵ_c , больше, чем при $T_0=300$ К. Следовательно, и убегание начинается при меньших E . Для коротких образцов существование ϵ_c приводит к тому, что при определенном значении E электроны за время пробега через активную область $n^+ - n - n^+$ -структуры не успевают набрать энергию, превышающую ϵ_c , и убегание электронов отсутствует. Чтобы оно имело место, необходимо увеличить E . Поэтому для заданного E T_m и $S_j(E)/S_j(0)$ должны зависеть от длины n -области. Как показывает эксперимент, с уменьшением длины образца T_m уменьшается, а $S_j(E)/S_j(0)$ в слабых электрических полях увеличивается.

В области слабых полей ($E < E_c$) T_m почти не зависит от E и близка к равновесной, т. е. $T_m \approx T_0$ (рис. 1). В то же время $S_j(E)/S_j(0)$ в этой области полей заметно изменяется. Это, по-видимому, связано с тем, что при взаимодействии с полярными оптическими фононами преобладает направленное движение электронов (рассеяние на небольшие углы) и хаотическая составляющая средней энергии мала по сравнению с дрейфовой. Увеличение последней приводит к испусканию оптических фононов и связанному с этим уменьшению подвижности, а следовательно, и к уменьшению $S_j(E)/S_j(0)$. Для испускания электроном

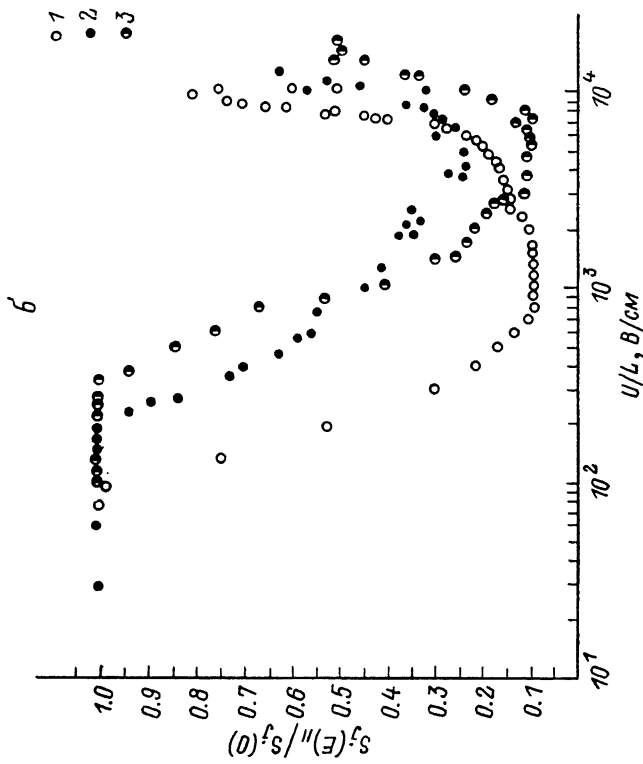
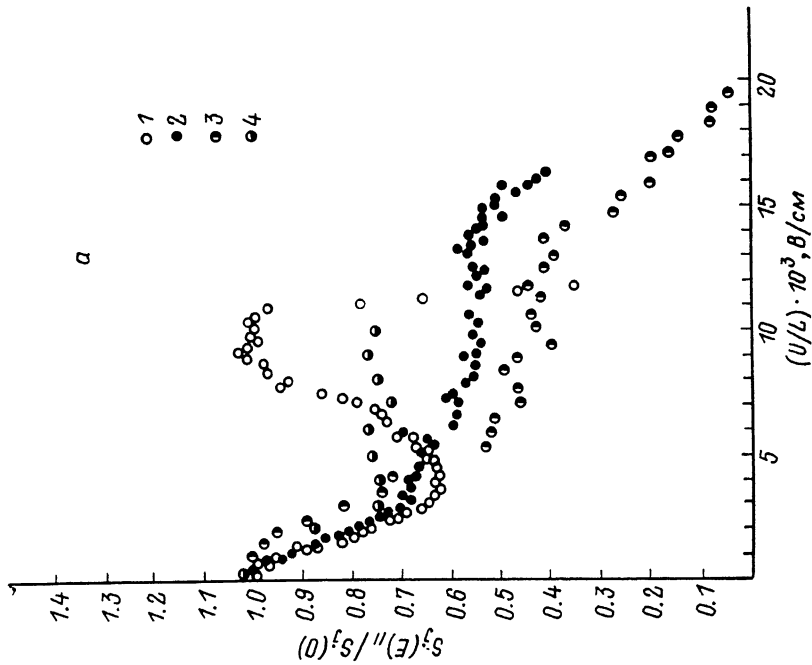


Рис. 2. Зависимость спектральной плотности флуктуаций тока от напряженности эффективного электрического поля U/L для n^+-n^- n^+ -структур InP.

Длина n -области L , мкм: 1 — 8, 2 — 5,0, 3 — 1,7, 4 — 5 [2]. Точка К: а — 300, б — 80.

оптического фонона требуется энергия $\hbar\omega_0$. Эта пороговая энергия определяет критическую длину образца или критическое электрическое поле $E_{n_{cr}}$, которые необходимы для набора электронами за время пробега энергии, большей $\hbar\omega_0$. Естественно, что с уменьшением L $E_{n_{cr}}$ должно увеличиваться. Это наблюдается и экспериментально (рис. 2, а, б).

В области сильных полей ($E > 4$ кВ/см) наблюдается крутая зависимость T_m , а $S_j(E)/S_j(0)$, переходя через минимум, начинает увеличиваться. Известно, что такое увеличение обуславливается междолинным перераспределением электронов [4], для осуществления которого также требуется набор электронами энергий, превышающих пороговую ϵ_j . Как было указано выше [1], в таком случае критическое электрическое поле проявления междолинного шума зависит от длины n -области. Для InP (рис. 1, 2), как и для GaAs [1], критические поля увеличиваются с уменьшением длины образца.

В заключение можно сказать, что в полевой зависимости T_m и $S_j(E)/S_j(0)$ для InP при комнатной и азотной температурах можно выделить три области с характерными физическими процессами, имеющими разные пороговые энергии. Это — эмиссия оптических фононов горячими электронами, убегание и междолинные перебросы электронов. Критические электрические поля, соответствующие этим процессам, зависят от длины n -области микронной $n^+ - n - n^+$ -структуры и температуры решетки. Подбором E , L и T_0 можно подавить отдельные флуктуационно-диссипационные процессы для преднамеренного улучшения характеристик беззатворных транзисторных структур.

Л и т е р а т у р а

- [1] Bareikis V., Kibickas K., Liberis J., Matulionis A., Miliūšytė R., Paršeliūnas J., Požela J., Sakalas P. — In: Proc. Int. Conf. «High Speed Electronics». Stockholm, 1986, p. 28—31.
- [2] Gasquet D., Fadel U., Nougier P. — In: Proc. 7 Int. Conf. «Noise in Physical Systems». Montpellier, 1983, p. 169—171.
- [3] Vindervoghel J., Leroy X., Brunell C. — Rev. Sci. Instr., 1974, v. 45, N 7, p. 920—921.
- [4] Hill G., Robson O. H., Fawcett W. — J. Appl. Phys., 1979, v. 50, N 1, p. 356—360.
- [5] Gutai L., Mojses I. — Appl. Phys. Lett., 1975, v. 26, p. 325—326.
- [6] Барейкис В., Викторавичюс В., Гальдикас А., Милюшите Р., Пожела Ю. — ФТП, 1982, т. 16, в. 10, с. 1816—1819.
- [7] Матуленис А., Пожела Ю., Реклайтис А. — В кн.: Электроны в полупроводниках, т. 1. Многодолинные полупроводники / Под ред. Ю. Пожелы. Вильнюс, 1978, с. 7—68.

Институт физики полупроводников
АН ЛПТССР
Вильнюс

Получена 9.07.1987
Принята к печати 16.11.1987