

## **Поперечный пространственный перенос электронов и особенности рассеяния тепла в гетероструктурных полевых транзисторах**

*Представлены результаты исследования физических механизмов ответственных за жесткую локализацию домена сильного поля и области интенсивного тепловыделения у стокового края гетероструктурных полевых транзисторов. Показано, что данный эффект, принципиально отличающий гетероструктурные транзисторы от гомоструктурных, связан с поперечным пространственным переносом электронов между слоями гетероструктуры.*

**Ключевые слова:** поперечный пространственный перенос электронов, гетероструктурный транзистор

Мощные полевые СВЧ транзисторы на основе псевдоморфных  $AlGaAs-InGaAs-GaAs$  гетероструктур ( $pHEMT$ ) являются ключевым элементом устройств сантиметрового и миллиметрового диапазонов, и поэтому во всем мире активно ведутся исследования, направленные на совершенствование конструкции гетероструктур и улучшение параметров таких приборов. При проектировании мощных СВЧ усилителей и мощных полевых транзисторов для продвижения вверх по частотному диапазону и улучшения характеристик часто требуется максимальная плотность упаковки прибора, которая ограничена максимально возможным размером кристалла с одной стороны и максимальной температурой канала  $150^{\circ}C$  (при превышении которой начинаются интенсивные деградационные процессы) с другой. В этих условиях становится очень важна правильная оценка максимальной температуры канала активного элемента, которая, в свою очередь, определяется размерами области наиболее интенсивного тепловыделения. Такие оценки для гомо- и гетероструктурных транзисторов были сделаны в работах [1,2], где было показано, что в отличие от обычных транзисторов, в гетероструктурных область тепловыделения существенно меньше и жестко локализована вблизи стокового края затвора. Этот эффект приводит к тому, что в зависимости от конструкции теплоотвода и режимов работы гетероструктурного транзистора, температура его поверхности может быть существенно (иногда на десятки градусов) выше, чем если бы область тепловыделения была растянута от затвора до стока.

Целью настоящей работы является исследование физических механизмов, определяющих размеры области интенсивного рассеяния тепла в гетероструктурных полевых транзисторах. Исследования показали, что в гомоструктурных транзисторах: чем короче затвор, выше подвижность электронов и больше их поверхностная плотность в канале, тем проще реализуется ситуация, когда при открытом затворе домен сильного поля перемещается от затвора к стоку [1]. В то же время при перекрытом канале, домен сильного поля (а с ним и область интенсивного тепловыделения) локализованы вблизи стокового края затвора. Таким образом, для транзисторов с локализацией статического домена вблизи стокового электрода при открытом затворе в режиме большого сигнала, домен сильного поля, а с ним области

максимальной энергии электронов и максимальной интенсивности рассеяния тепла будут за один период СВЧ колебания переходить от затвора к стоку и обратно. Таким образом, область тепловыделения на периоде колебаний будет распределена на всей длине от затвора до стока транзистора. В гетероструктурных транзисторах подвижность и поверхностная плотность электронов в канале существенно выше, чем в гомоструктурных, в то же время область тепловыделения локализована вблизи стокового края затвора, и в обычных условиях перемещения статического домена к стоковому электроду не наблюдается. Основным физическим эффектом, отличающим транспорт в гомо- и гетероструктурах, является поперечный пространственный перенос. Известно, поперечный пространственный перенос сильно влияет на величину всплеска дрейфовой скорости электронов под затвором и ток, текущий через транзистор, особенно при открытом канале транзистора [3]. Можно предположить, что именно этот эффект и отвечает за жесткую локализацию домена сильного поля у стокового края затвора транзистора.

Для проверки этой гипотезы проводились расчеты по модели, подробно описанной в работе [3], в которой система уравнений для описания динамики электронов имеет вид:

$$\begin{aligned}\frac{\partial n_1 v_1}{\partial x} &= -\frac{n_1}{\tau_1(\varepsilon_1)} + \frac{n_2 L_2}{\tau_2(\varepsilon_2) L_1} \\ \frac{\partial n_2 v_2}{\partial x} &= -\frac{n_2}{\tau_2(\varepsilon_2)} + \frac{n_1 L_1}{\tau_1(\varepsilon_1) L_2} \\ v_1 \frac{\partial m_1^* v_1}{\partial x} &= q \left( E - E_{s1} \frac{v_1}{v_{s1}} \right) + \frac{n_2 L_2}{n_1 \tau_2 L_1} (m_2^* v_2 - m_1^* v_1) \\ v_2 \frac{\partial m_2^* v_2}{\partial x} &= q \left( E - E_{s2} \frac{v_2}{v_{s2}} \right) + \frac{n_1 L_1}{n_2 \tau_1 L_2} (m_1^* v_1 - m_2^* v_2) \\ \frac{\partial \varepsilon_1}{\partial x} &= q \left( E v_1 - E_{s1} v_{s1} \right) + \frac{\varepsilon_1 - \tilde{\varepsilon}_1}{\tau_1} + \frac{n_2 L_2}{n_1 \tau_2 L_1} (\tilde{\varepsilon}_2 - \varepsilon_1) \\ \frac{\partial \varepsilon_2}{\partial x} &= q \left( E v_2 - E_{s2} v_{s2} \right) + \frac{\varepsilon_2 - \tilde{\varepsilon}_2}{\tau_1} + \frac{n_1 L_1}{n_2 \tau_1 L_2} (\tilde{\varepsilon}_1 - \varepsilon_2)\end{aligned}$$

где  $q$ ,  $v$ ,  $\varepsilon$  – заряд, скорость, энергия электронов в соответствующем полупроводнике,  $E$  – напряженность электрического поля,  $L$  – эффективная толщина соответствующего полупроводника с учетом теплового разогрева электронов. Индекс 1 относится к узкозонному, а 2 – к широкозонному материалу,  $v_s(\varepsilon)$ ,  $E_s(\varepsilon)$  – статические значения дрейфовой скорости электронов и напряженности электрического поля, соответствующие данной энергии  $\varepsilon$ . В системе учтено, что частица, переходящая через потенциальный барьер, уносит энергию  $\tilde{\varepsilon}$  отличную от средней энергии  $\varepsilon$ . Данная

система уравнений получается из системы стандартных гидродинамических уравнений для многодолинных полупроводников [4,5] при усреднении по долинам [6] с временами релаксации по энергии и импульсу, получаемыми из статических расчетов методом Монте-Карло. Времена переходов между слоями  $\tau$  рассчитываются в приближении термоэлектронной эмиссии. В приведенных обозначениях плотности мощности тепловыделения на единицу ширины затвора имеют вид:

$$Q_{s1} = \frac{\partial W_1}{\partial t} = qn_{s1}E_{s1}(\varepsilon_1)v_{s1}(\varepsilon_1)$$

для узкозонного и, соответственно,

$$Q_{s2} = \frac{\partial W_2}{\partial t} = qn_{s2}E_{s2}(\varepsilon_2)v_{s2}(\varepsilon_2)$$

для широкозонного материала. Здесь  $n_{s1,2}$  – поверхностные плотности электронов в узкозонном и широкозонном материалах. Данная система уравнений совместно с уравнением Пуассона и системой уравнений, описывающих квантовую яму с учетом разогрева электронов в сильном поле, позволяет решать задачу квазидвумерного расчета характеристик гетероструктурных полевых транзисторов с учетом поперечного пространственного переноса электронов. С одной стороны квазидвумерное (одномерное) приближение не позволяет корректно проводить расчеты при высоких напряжениях на стоке транзистора и рассматривать различные эффекты, связанные с лавинным пробоем. В то же время данная система уравнений описывает динамику электронов существенно точнее, чем различные квазигидродинамические приближения [3], и для гетероструктур на основе GaAs уступает по точности только непосредственному решению кинетического уравнения [7-9]. В то же время перестройка статического домена часто наступает сразу после насыщения верхней ветви ВАХ, то есть при достаточно низких напряжениях на стоке. Для сравнения в этой системе уравнений поперечный пространственный перенос может быть исключен ( $\tau_{1,2} = \infty$ ).

На рис. 1 приведены зависимости энергии, на рис. 2, 3 интенсивности тепловыделения по длине транзистора для прибора длиной затвора 0,25 мкм (расстояние в расчете до стока 0,1 мкм) для гетероструктуры  $Al_{0,3}Ga_{0,7}As-GaAs$  при подвижности электронов  $1000 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$  в широкозонном, и  $5400 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$  в узкозонном материале (толщина спейсера 10 А) при положительном (+0,4 В) напряжении на затворе. На рис. 1 расчет с учетом переноса – сплошная линия, без учета переноса – пунктирная линия. На рис. 2 расчет с учетом переноса в узкозонном полупроводнике – сплошная линия, в широкозонном – пунктирная. На рис. 3 то же самое, но расчет без учета поперечного пространственного переноса.

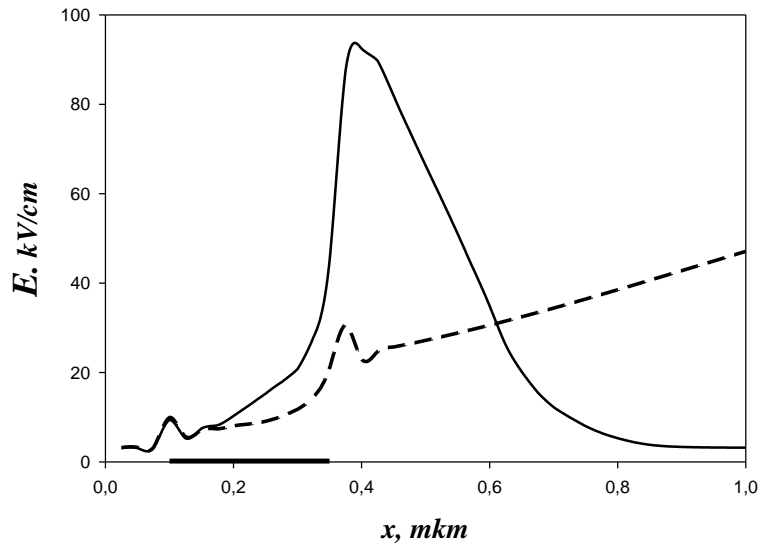


Рис. 1

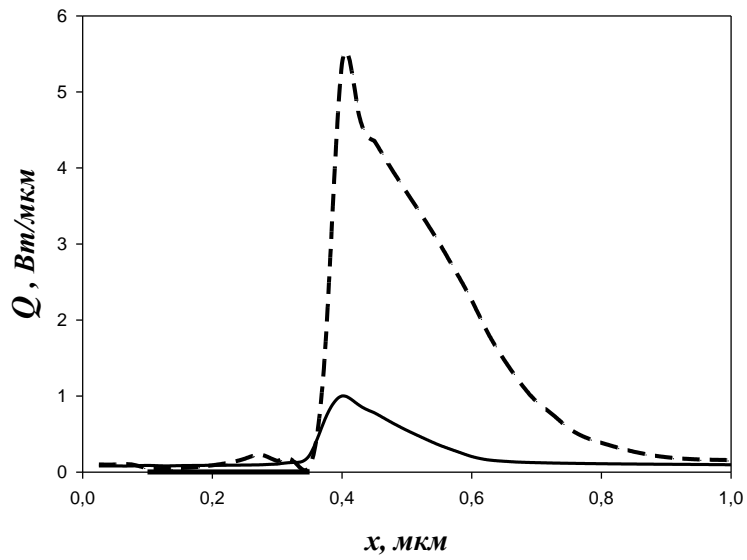


Рис. 2

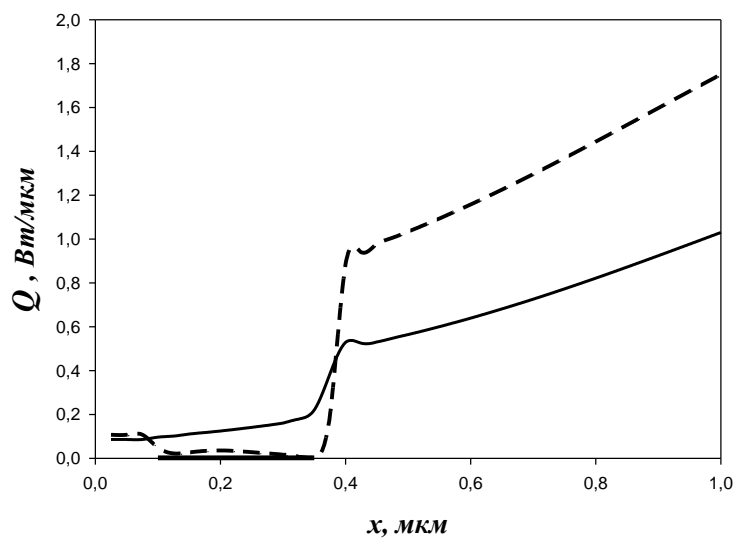


Рис. 3

Видно принципиальное отличие в расчетах. В том случае, когда пространственный перенос электронов не учитывается, домен сильного поля может занимать всю область между затвором и стоком транзистора. Еще одно важное отличие: в расчетах без учета поперечного пространственного переноса интенсивности тепловыделения в узкозонном и широкозонном материалах близки, в расчетах с учетом переноса практически все тепловыделение происходит в широкозонном материале. Эти результаты позволяют сделать вывод, что именно этот механизм и ведет к жесткой локализации домена сильного поля у стокового края затвора. Кроме того можно предположить, что если уменьшить роль рассеяния электронов в широкозонном материале (например, создав дополнительные потенциальные барьеры), то в открытом транзисторе можно добиться перемещения статического домена от затвора к стоку и уменьшения тепловой нагрузки на транзистор в режиме большого сигнала.

#### Библиографический список

1. К. В. Дудинов, В. М. Ипполитов, А.В. Климова, А. Б. Пашковский, И.В.Самсонова. “Особенности тепловыделения в мощных полевых транзисторах” Радиотехника, 2007 г. No 3, с. 60-62.
2. Бережнова П.В., Лукашин В.М., А.К.Ратникова, Пашковский А. Б. “Оценка области нелокального тепловыделения в мощных гетероструктурных полевых транзисторах” Электронная техника, Сер.1, СВЧ-техника, 2007, В.4(492), С.21 - 24..
3. А.В.Климова, В.М.Лукашин, А.Б.Пашковский “Поперечный пространственный перенос в полевых транзисторах на гетероструктурах с селективным легированием и границы применимости квазигидродинамических моделей” ФТП, 2009, Т.43, В.1, с. 113-118.
4. K.Blotekjar Transport Equations for Electros in Two-Valley Semiconductors // IEEE Trans. Electron. Dev., 1970, V. 17 № 1, P. 38-47.
5. В.Л.Бонч-Бруевич, И.П.Звягин, А.Г.Миронов Доменная электрическая неустойчивость в многодолинных полупроводниках (М., Наука, 1972) , с. 66.
6. M.Shur Influence of Nonuniform Field Distribution on Frequency Limits of GaAs Field –Effect Transistors// Electronics Letters. 1976, V.12, № 23, P.615-616.
7. В.Б.Горфинкель, С.Г.Шофман Феноменологическая модель динамики разогрева электронов в многодолинных полупроводниках ФТП, 1985, Т.19, В.1, с. 83-87.
8. Н.А.Банов, В.И.Рыжий. Численное моделирование нестационарных кинетических процессов в субмикронных транзисторах с затвором Шоттки. Микроэлектроника, 1986, т. 15 (6), с. 490-501.
9. В.А.Николаева В.Д. Пищалко, В.И.Рыжий, Г.Ю.Хренов, Б.Н. Четверушкин. Сравнение результатов расчетов субмикронного полевого транзистора с затвором Шоттки на основе квазигидродинамической и кинетической моделей Микроэлектроника, 1988, т. 17 (6), с. 504-510.