

05;06;12

## Радиационная стойкость перспективных арсенид галлиевых полевых транзисторов Шотки

© Е.В. Киселева, М.А. Китаев, С.В. Оболенский, В.Т. Трофимов, В.А. Козлов

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского,  
603950 Нижний Новгород, Россия  
e-mail: obolensk@rf.unn.ru

(Поступило в Редакцию 17 августа 2004)

Исследована радиационная стойкость арсенид галлиевых полевых транзисторов Шотки с длиной канала 30–80 nm. Показано, что уровень стойкости определяется квазибаллистическими эффектами в канале транзистора и составляет  $5 \cdot 10^{14} - 5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$  быстрых нейтронов.

Известно, что уменьшение размеров активных областей полупроводниковых приборов сопровождается не только улучшением их высокочастотных характеристик, но и повышением радиационной стойкости. Полевые GaAs транзисторы Шотки (ПТШ) можно разделить на три больших класса [1,2], включающих приборы с длинами канала: 1) значительно превышающими длину релаксации энергии ( $> 1 \mu\text{m}$ ), 2) сравнимые с длиной релаксации энергии ( $0.2 \dots 1 \mu\text{m}$ ), 3) сравнимые с длиной релаксации импульса ( $0.05 \dots 0.2 \mu\text{m}$ ). Последняя группа приборов представляет собой новейшие разработки, а их радиационная стойкость практически не исследована.

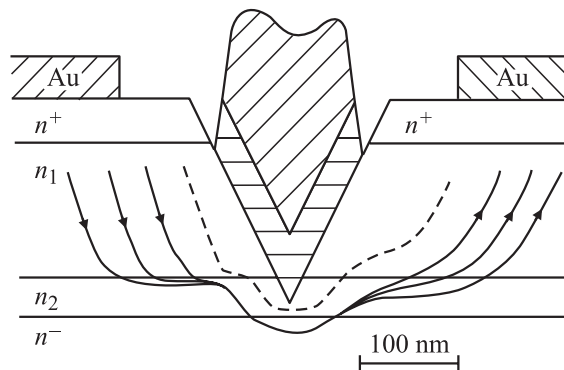
При нейтронном облучении в GaAs возникают кластеры радиационных дефектов (КРД), состоящие из  $5 \dots 10$  субкластеров дефектов (СКРД) с характерными размерами  $10 \dots 15 \text{ nm}$  и расстоянием между ними  $10 \dots 40 \text{ nm}$  [3,4]. Для электронов с энергиями порядка тепловой КРД полностью непрозрачен, а горячие электроны ( $W = 0.3 \dots 1 \text{ eV}$ ) рассеиваются на отдельных СКРД. Из-за этого у ПТШ из первой группы крутизна ВАХ при нейтронном облучении снижается пропорционально его флюенсу ( $F_n$ ), в то время как для транзисторов второй группы  $\sim \sqrt[3]{F_n}$  [3,5,6].

Переход к длинам канала, соответствующим третьей группе, приводит к еще большему увеличению радиационной стойкости за счет эффекта всплеска скорости [7,8]. Сечение рассеяния на СКРД в случае коротких длин канала существенно снижается: так как энергии носителей достигают  $1 \text{ eV}$  [2], величина области пространственного заряда субкластеров уменьшается и рассеяние происходит практически на ядрах СКРД [8]. Электроны претерпевают в основном упругое малоугловое рассеяние на примесях и заряженных точечных радиационных дефектах и субкластерах [8], т.е. носители практически „не чувствуют“ рассеивающих центров.

Радиационная стойкость ПТШ определяется целым комплексом параметров: концентрацией носителей, материалом металлизации затвора, длиной затвора и т.д. [3,5,6]. В данной работе изучалось влияние нейтронного облучения на сверхкороткоканальные ПТШ (3 группы). Поскольку в таких транзисторах длина канала определяется как удвоенная длина области простран-

ственного заряда (ОПЗ) затвора [9] и, следовательно, сильно зависит от напряжения, поданного на затвор и сток, то параметры безстолкновительного движения, а значит, и радиационная стойкость прибора зависят от постоянных напряжений питания (смещения).

В [8] показано, что распределение радиационных дефектов в планарных структурах типа металл–полупроводник неоднородно из-за инжекции атомов металла в полупроводник при облучении. Это приводит к тому, что в активной области прибора концентрация и размер СКРД неоднородны по глубине, причем в канале транзистора концентрация субкластеров может быть в несколько раз выше, чем в подложке [8]. В данной работе для повышения радиационной стойкости предложено использовать композиции типа Au/легкий металл/полупроводник (рис. 1). Важно, что прилегающий к полупроводнику слой металла (Ti) имел атомную массу меньше, чем атомы полупроводника, а толщина этого слоя была больше, чем пробег атомов золота, получивших энергию от быстрых нейтронов. При облучении атомы Au застревали в титановой прослойке и не достигали слоя GaAs, а инжектированные в полупроводник атомы Ti создавали в нем меньше радиационных нарушений, чем атомы самого полупроводника.



**Рис. 1.** Схема движения носителей заряда в полевом транзисторе с V-образным затвором.  $n^+ = 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ;  $n_1 = 2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ;  $n_2 = 7 \dots 9 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ;  $n^- = 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ . Пунктир — область пространственного заряда затвора.

Изменение характеристик квазибаллистического ПТШ с V-образным затвором при нейтронном облучении

№ ПТШ	Флюенс, $\cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$	Напряжение исток–затвор, V	Ток стока*, mA	Емкость затвор–исток, pF	Коэффициент усиления, dB (37 GHz)	Коэффициент шума, dB (37 GHz)
1	До	-0.97	11	0.083	6	3.3
	0.7	-0.97	6.5	0.067	6	4.9
		-0.64	10.1	0.078	5.5	3.6
2	До	-0.21	12.6	0.095	6	3.4
		+0.08	12.6	0.093	6	4.2
	0.7	0	11.5	0.087	6	3.5
		-0.21	8.2	0.076	6	5
3	До	-0.3	14.2	0.098	6	3.2
		+0.44	9.3	0.085	6	4.1
	4	0	4.5	0.067	5	3.4
		-0.3	1.8	0.055	1.6	–
4	До	-0.96	13.6	0.086	5.5	3.8
		+0.07	13.6	0.103	6	5
	4	0	12.6	0.095	5.8	4.5
		-0.96	1.6	0.034	1.2	–
5	До	-0.52	14.0	0.079	6.0	3.4
		+0.6	14.0	0.095	6	5.4
	6.5	0	7.3	0.067	5.5	4.8
		-0.52	2.2	0.045	2.1	–
6	До	-0.95	10.7	0.078	5.5	3.3
		0	11.4	0.082	6	5.4
	6.5	-0.07	10.7	0.065	6	5
		-0.95	1.9	0.047	0.9	–
7	До	0	10.1	0.078	6	4.2
		0	0.8	0.023	1.1	–
	15	+0.59	5	0.056	4.2	5.7
8	До	-0.21	14.0	0.095	6	3.5
		+0.63	14.0	0.092	6	3.8
	15	0	5.9	0.067	5	5.5
		-0.21	2.2	0.043	0.5	–

Примечание. Напряжение на стоке подбиралось в диапазоне 2–3 V исходя из минимального значения коэффициента шума при коэффициенте усиления 5.5 или 6 dB.

В работе рассмотрены приборы с повышенным уровнем легирования активной области ( $7-9 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ). Рассматривалось два режима функционирования прибора: режим аттенюатора (напряжение исток–сток  $V_{12} = +0.1 \dots 0.3 \text{ eV}$ ) и режим усилителя ( $V_{12} = +2 \dots 2.5 \text{ eV}$ ). При напряжениях затвор–исток  $V_{31} = +0.3 \dots 0.4$  и исток–сток  $V_{12} = +0.1 \dots 0.2 \text{ V}$  и указанном уровне легирования длина канала, оцененная как удвоенный размер ОПЗ затвора, составляет около 30 nm, что в 2...4 раза меньше, чем у приборов, рассмотренных в [8]. В этом режиме питания междолинные переходы электронов энергетически запрещены, так как  $eV_{12} < W_{GL}$ , где  $W_{GL}$  — энергетический зазор между  $\Gamma$  и  $L$  долинами.

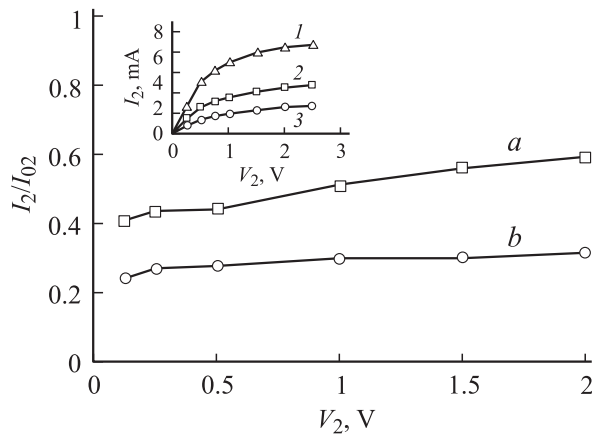
В режиме усиления длина канала составляла 80...100 nm. Благодаря высококачественному барьеру Шотки положительное напряжение на затворе вплоть до +0.6 V приводило к незначительному увеличению тока затвора (до 10...30  $\mu\text{A}$ ) при рабочих токах стока

транзистора 3...10 mA, что позволяло использовать такой режим питания прибора при измерении высокочастотных параметров транзисторов.

Измерялись статические и динамические характеристики приборов до и после воздействия нейтронного излучения с колоколообразным энергетическим спектром (0.01...3 MeV) и средней энергией нейтронов 1.5 MeV (см. таблицу). Диапазон исследуемых флюенсов излучения  $10^{14} \dots 1.5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ . Результаты измерений приведены на рис. 2 и в таблице.

Для обработки результатов эксперимента привлекались модели, описанные в [4,7]. Анализировалось распределение энергии электронов вдоль канала при различных флюенсах радиационного воздействия и различных режимах работы транзистора. Сопоставление результатов расчета и эксперимента позволяют сделать следующие выводы.

1. При уменьшении напряжения питания стока (рис. 2), т. е. при переходе из режима усилителя в режим



**Рис. 2.** Зависимость относительного изменения тока стока транзистора от напряжения на стоке после облучения быстрыми нейтронами с флюенсами:  $5 \cdot 10^{14}$  (а),  $10^{15} \text{ см}^{-2}$  (б).  $I_0$  — ток стока до облучения. На вставке — зависимость тока стока транзистора от напряжения на стоке до (1) и после (2, 3) облучения быстрыми нейтронами с флюенсом  $10^{15} \text{ см}^{-2}$  при различных напряжениях на затворе:  $-1.25$  (1, 3);  $-0.9 \text{ В}$  (2).

аттенюатора область проявления квазибаллистического движения носителей заряда (и эффекта всплеска скорости) занимает весь канал транзистора, энергия носителей заряда в канале имеет величину  $0.1 \dots 0.25 \text{ эВ}$ . Частота рассеяния низкоэнергичных электронов на кластерах дефектов велика, а радиационная стойкость, оцененная как отношение тока стока до и после облучения (рис. 2), ниже, чем в случае больших напряжений стока.

2. Высокие значения плотности тока в канале транзистора достигаются за счет высокой скорости электронов в условиях проявления эффекта всплеска скорости. В то же время концентрация электронов в канале транзистора мала ( $1 \dots 5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ ). При введении радиационных дефектов область канала прибора перекрывается, в то время как области под истоком и стоком транзистора слабо изменяют свое сопротивление. Это обуславливает возможность восстановления как статических, так и динамических режимов работы транзистора за счет снижения напряжения смещения затвора (вставка на рис. 1 и таблица). При напряжении на затворе  $+0.6 \text{ В}$ , несмотря на рост токов утечки, транзистор продолжает эффективно работать вплоть до флюенсов  $1.5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ . Цепочка автосмещения, являющаяся детектором флюенса нейтронного облучения, может быть реализована с помощью делителя напряжения из полупроводниковых и металлических резисторов, изготовленных на одном кристалле с транзистором.

3. При фиксированном напряжении смещения на затворе скорость деградации параметров прибора, как и в случае длинноканальных транзисторов, пропорциональна флюенсу нейтронного облучения, но пороговое значение флюенса, при котором начинают наблюдаться изменения характеристик ПТШ, в  $1.5 \dots 3$  раза выше. При облучении флюенсами до  $5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$  работоспо-

собность транзистора может быть восстановлена изменением напряжения на затворе. При больших флюенсах для восстановления параметров прибора необходимо подавать на затвор положительные смещения более  $0.5 \dots 0.6 \text{ В}$ , что вызывает увеличение токов утечки затвора.

4. Изменением напряжения на затворе удается полностью восстановить величину коэффициента усиления, в то время как минимальный коэффициент шума восстанавливается до значения на  $10 \dots 30\%$  хуже, чем до облучения (см. таблицу). Это объясняется расширением колоколообразной функции распределения электронов по энергии после нейтронного облучения, что вызвано как увеличением частот рассеяния на дефектах, так и частот междолинных переходов. Последнее обуславливает рост флуктуаций тока стока транзистора и его шумов.

Авторы выражают благодарность за детальное обсуждение результатов работы, ценные комментарии и пожелания Т.М. Агаханяну, Д.В. Громову, В.Т. Громову, В.К. Киселеву, А.Н. Качемцеву, Д.И. Тетельбауму.

## Список литературы

- [1] Шур М. Современные приборы на основе арсенида галлия. М.: Мир, 1991. 632 с.
- [2] Пожела Ю. Физика быстродействующих транзисторов. Вильнюс: Мокслас, 1989. 264 с.
- [3] Аствацатурьян Е.Р., Громов Д.В., Ломако В.М. Радиационные эффекты в приборах и интегральных схемах на арсениде галлия. Минск: Университетское, 1992. 219 с.
- [4] Оболенский С.В. // Изв. вузов: Электроника. 2002. № 6. С. 67–71.
- [5] Зулиг Р. // Арсенид галлия в микроэлектронике / Под ред. Н. Айспрука, У. Уисмена. М.: Мир, 1988. С. 501–547.
- [6] Бобыль А.В., Конакова Р.В., Кононов В.К. и др. // Электронная техника. Сер. Управление качеством. 1992. Вып. 4–5. С. 31–40.
- [7] Демарина Н.В., Оболенский С.В. // ЖТФ. 2002. Т. 72. Вып. 1. С. 66–71.
- [8] Оболенский С.В. // Микроэлектроника. 2004. № 2. С. 153–159.
- [9] Волчков Н.А., Журавлев К.С., Китаев М.А. и др. // Изв. АН. Сер. физ. 2004. Т. 68. № 1. С. 93–97.