
ЭЛЕКТРОНИКА

**МОДЕЛИРОВАНИЕ РАДИАЦИОННО-СТИМУЛИРОВАННОГО
ВТОРИЧНОГО ПРОБОЯ МОЩНОГО СВЧ БИПОЛЯРНОГО ТРАНЗИСТОРА****С.В. Оболенский, А.С. Пузанов***Нижегородский госуниверситет*

Известно, что при воздействии импульса гамма-излучения ($\sim 10^{12}$ ед/с) на мощные биполярные СВЧ-транзисторы наблюдается пробой коллекторного перехода транзистора. При проведении экспериментов было показано, что развитие пробоя может происходить не в момент импульса излучения, а в течение от 10 до 1000 мкс после его окончания. S-образный характер вольт-амперной характеристики, измеренной непосредственно после действия импульса излучения, позволяет говорить о развитии вторичного теплового пробоя.

Цель работы – проведение самосогласованного моделирования транспорта носителей заряда в транзисторе при импульсном гамма-облучении и нестационарного разогрева полупроводниковой структуры транзистора. Актуальность работы обусловлена требованием разработки радиотехнической схемы защиты СВЧ-транзистора от пробоя.

Для моделирования радиационно-стимулированного вторичного пробоя были совместно решены уравнения теплопроводности, непрерывности и переноса носителей заряда [1]. Для моделирования процесса ударной ионизации использован метод Монте-Карло. Движение носителей заряда между актами ионизации моделировалось с помощью уравнений баланса импульса и энергии [2].

Результаты моделирования показывают, что при напряжении питания $0.95 \cdot U_{\text{пробоя}}$ и мощности дозы гамма-излучения свыше $5 \cdot 10^{11}$ ед/с развивается отсроченный во времени вторичный тепловой пробой с параметрами, близкими к наблюдаемым в эксперименте. Показано, что при проведении расчетов необходимо учитывать эффект всплеска скорости носителей заряда, обуславливающий нелинейную зависимость коэффициента ударной ионизации от напряжения коллектора и мощности дозы гамма-облучения.

В настоящее время большинство схем защиты мощных транзисторов основано на уменьшении питающего напряжения на время, лишь незначительно превышающее длительность импульса излучения, поэтому такие схемы слабо защищают от вторичного теплового пробоя. Таким образом, необходимо обеспечивать низкий уровень напряжения коллектора транзистора значительно дольше, чем время действия импульса гамма-излучения. Предложено использовать GaAs защитные диоды специальной конструкции, позволяющие реализовать заданный режим работы. Показана возможность более чем двукратного увеличения радиационной стойкости.

[1] Зи С.М. Физика полупроводниковых приборов. М.: Мир, 1985. 567 с.

[2] Shmagin V.B., Obolensky S.V., Remizov D.Y., Kuznetsov V.P., Krasilnik Z.F. //IEEE J. Selected Topics Quantum Electron. 2006. V.12, No.6. P.1556.

СОМ-ПАРАМЕТРЫ ДЛЯ ПАВ, РАСПРОСТРАНЯЮЩИХСЯ В ПЬЕЗОКРИСТАЛЛАХ QUARTZ, LiNbO₃, LiTaO₃, LGS

М.Ю. Двоешерстов¹⁾, В.И. Чередник²⁾, А.П. Чириманов²⁾

¹⁾ОАО НПО «ЭРКОН»

²⁾Нижегородский госуниверситет

Одной из наиболее точных методик расчета топологии устройств на поверхностных акустических волнах (ПАВ) является метод связанных мод (СОМ-метод) [1]. В отличие от широко известного метода δ -источников [2], СОМ-метод учитывает при расчете архитектуры ПАВ-устройства как толщину, так и ширину металлических электродов встречно-штыревого преобразователя, нанесенных на поверхность пьезокристаллической подложки. Распространение волны влево и вправо, а также токи в электроде описываются следующими связанными уравнениями СОМ-метода [1]:

$$\begin{aligned}\frac{dU_+(\omega, x)}{dx} &= -itU_+(\omega, x) + irU_-(\omega, x) + i\alpha V, \\ \frac{dU_-(\omega, x)}{dx} &= -ir^*U_+(\omega, x) + itU_-(\omega, x) - i\alpha^*V, \\ \frac{dI(x)}{dx} &= -2i\alpha^*U_+(\omega, x) - 2i\alpha U_-(\omega, x) + i\alpha CV,\end{aligned}\tag{1}$$

где U_- – волна налево, U_+ – волна направо, I – ток в электроде, V – напряжение на электроде, ω – частота, C – статическая емкость, звездочка означает знак комплексно-сопряженной величины, t , r и α – коэффициенты прохождения, отражения и преобразования волны.

Для решения уравнений (1) необходимо заранее рассчитать коэффициенты t , r , α , которые в литературе обычно называются СОМ-параметрами [1]. Как известно, СОМ-параметры рассчитываются из дисперсионных кривых, полученных для пьезокристалла с бесконечной периодической решеткой из металлических электродов на его поверхности. В настоящее время известен ряд методик для численного анализа дисперсионных характеристик ПАВ. В последнее время наибольшей популярностью пользуется комбинированная методика Хашимото, известная как FEMSDA-анализ [1]. Полученные из FEMSDA-анализа куполообразные кривые (рис. 1) описывают потери (полосы непрозрачности) и фазовые скорости волны под решеткой (открытая и замкнутая) в зависимости от частоты. С помощью этих данных непосредственно вычисляются СОМ-параметры, а именно, коэффициент отражения на один электрод короткозамкнутой решетки $r_s = \pi(F_{s2} - F_{s1}) / (F_{s2} + F_{s1})$ (аналогично для открытой решетки), коэффициент прохождения на один электрод короткозамкнутой решетки $t_s = 1 - r_s$ и эффективный коэффициент электромеханического преобразования $\alpha = \pi(F_{o2} - F_{s2} + F_{o1} - F_{s1})$. Здесь F_{s1} и F_{s2} – частоты, соответствующие левому краю и правому краю полосы непропускания для короткозамкнутой решетки. Аналогично F_{o1} и F_{o2} – для открытой решетки.

На рисунках 2, 3 и 4 приведены рассчитанные коэффициенты отражения r_s для кристаллов *ST-X Quartz*, *128-LiNbO₃*, *42-LiTaO₃*, *LGS* (0, 140, 26) на один электрод

короткозамкнутой периодической решетки алюминиевых электродов (h – толщина, w – ширина, p – период электродов) для различных относительных толщин электродов ($h/p=0.01-0.1$) в зависимости от относительной ширины электрода ($w/p=0.1-0.9$).

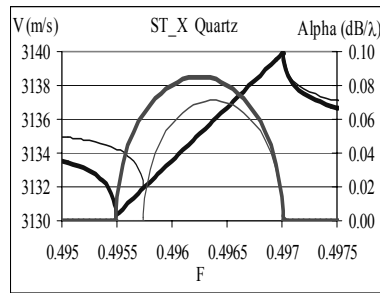


Рис. 1

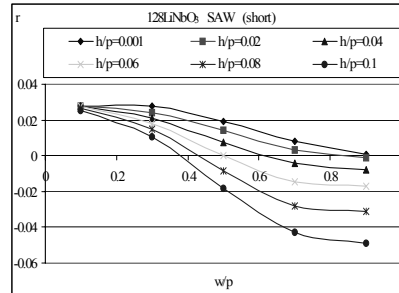
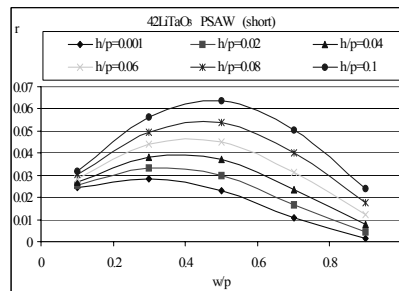
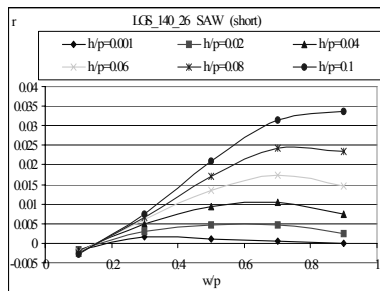


Рис. 2



После определения СОМ-параметров для конкретного пьезокристалла с нанесенным на нем ВШП конкретной архитектуры (период, толщина, ширина электродов) используется теория матриц цепей (метод Р-матриц) [1], из которой вычисляются эксплуатационные характеристики конкретного ПАВ-устройства (фильтры, резонаторы, линии задержки, ПАВ-метки и т.д.).

- [1] Hashimoto K. Surface acoustic wave devices in telecommunications. New York: Springer, 2000. 329 p.
- [2] Мэттьюз Г. Фильтры на поверхностных акустических волнах. М.: Радио и связь, 1981. 317 с.

**ВЛИЯНИЕ МАССОВОЙ НАГРУЗКИ ЭЛЕКТРОДА
НА КОЭФФИЦИЕНТ ОТРАЖЕНИЯ ПАВ****М.Ю. Двоешерстов¹⁾, В.И. Чередник²⁾, А.П. Чириманов²⁾**¹⁾НПО «ЭРКОН»,²⁾Нижегородский госуниверситет

Как известно [1], для расчета топологии устройств на поверхностных акустических волнах (ПАВ) (фильтры, линии задержки, ПАВ-метки и т.д.) необходимо знать величину коэффициента отражения волны от одиночного электрода встречно-штыревого преобразователя (ВШП), служащей для возбуждения и приема ПАВ.

В последнее время для расчета технических характеристик устройств на ПАВ применяется метод связанных мод (СОМ-анализ) [1]. В отличие от широко известного метода δ -источников [2] данный метод позволяет учитывать при расчете архитектуры ПАВ-устройства как «массовую» нагрузку металлического электрода ВШП (его толщину), нанесенного на поверхность пьезокристаллической подложки, так и его ширину.

В настоящей работе приведены результаты расчета действительной части проводимости одноходового ПАВ-резонатора, представленного на рис. 1.

В нем используются две отражающие решетки, образующие полость резонатора и состоящие из отдельных закороченных алюминиевых электродов. Помещенный в середине этой полости ВШП возбуждает стоячую волну. Резонаторы на ПАВ основаны на принципе многократного отражения волны от элементов структуры. Желательно, чтобы число электродов в каждом из отражателей было достаточно большим. Если для каждого электрода коэффициент отражения $r \ll 1$, то для реализации общего коэффициента отражения R , близкого к 1, очевидно необходимо большое число таких электродов.

Если длина полости между внутренними краями двух решетчатых отражателей равна целому числу полуволн, то волны, многократно отражаемые решетками, имеют одну и ту же фазу, т.е. складываются в фазе, а резонанс в полости возникает на частоте максимального отражения.

Одноходовый резонатор, показанный на рис.1, имеет 61 пару электродов левого отражателя и 41 пару электродов правого отражателя. ВШП имеет 30 пар электродов. Резонатор реализован на пьезоподложке 64-LiNbO_3 (0° , -26° , 0°). Как известно [1], данная ориентация кристалла оптимальна для распространения вытекающей поверхностной волны. Были рассчитаны параметры данной волны: скорость $v \approx 4600$ м/с, коэффициент электромеханической связи $K = 10.29\%$. Из FEMSDA-анализа [1] был также рассчитан коэффициент отражения волны от алюминиевого электрода толщиной 0.2 мкм, который равнялся $r=0.06$. Одноходовый резонатор (рис.1) реализован на центральной частоте 167 МГц.

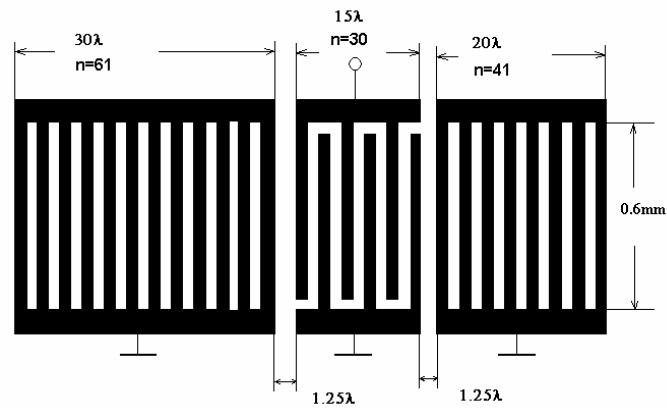


Рис. 1

При этом длина волны $\lambda = 27.6$ мкм, период электродов $P = \lambda/2 = 13.8$ мкм, апертюра электродов 0.6 мм.

Полученная в результате расчета частотная зависимость действительной части проводимости резонатора представлена на рис. 2. Более низкая плавная кривая показывает зависимость, соответствующую отсутствию механического отражения, обусловленного массовой нагрузкой электродов. Точками показаны результаты эксперимента.

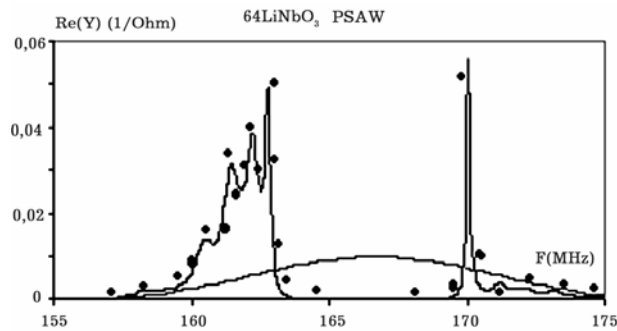


Рис. 2

Таким образом, показано, что учет массовой нагрузки электродов существенным образом влияет на форму отклика ПАВ-резонатора.

- [1] Hashimoto K. Surface acoustic wave devices in telecommunications. New York: Springer, 2000. 329 p.
- [2] Мэттьюз Г. Фильтры на поверхностных акустических волнах. М.: Радио и связь, 1981. 317 с.

**ИССЛЕДОВАНИЕ ОСОБЕННОСТЕЙ ФОРМИРОВАНИЯ
ДОМЕННОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ В ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ
СВЕРХРЕШЕТКЕ В УСЛОВИЯХ ПОСТОЯННОГО И ПЕРЕМЕННОГО
ВНЕШНЕГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ**

Н.В. Демарина, П.С. Никонов

Нижегородский госуниверситет

Электрически смещенная полупроводниковая сверхрешетка обладает уникальным свойством усиления внешнего терагерцового излучения в широком частотном диапазоне, практически от нулевой до блоховской частоты [1]. Блоховская частота определяется периодом сверхрешетки и приложенным постоянным электрическим полем. Согласно квазиклассической теории, усиление возможно благодаря тому, что электроны, совершающие в постоянном электрическом поле блоховские колебания и испытывающие рассеяние с испусканием фононов, формируют в пространстве обратной решетки сгустки [2]. При частоте внешнего поля меньше блоховской частоты сгустки формируются в тормозящей фазе поля, что, в свою очередь, сопровождается перекачкой энергии от электронного сгустка в высокочастотное поле, т.е. усилением последнего. Блоховские колебания электронов также способствуют формированию на зависимости дрейфовой скорости электронов от величины приложенного постоянного электрического поля падающего участка, т.е. участка отрицательной дифференциальной подвижности. Последнее, аналогично тому, как это происходит в диодах Ганна, приводит к неоднородности электрического поля в структуре, т.е. его распаду на области сильного и слабого поля. Неоднородность поля считается основной причиной, которая до настоящего времени препятствует созданию генератора терагерцового излучения на полупроводниковой сверхрешетке. Поэтому поиск оптимального дизайна сверхрешетки, исключающего формирования домена в её структуре, является одной из задач, которая требует своего решения для реализации источника терагерцового излучения на полупроводниковой сверхрешетке.

До настоящего времени проблема формирования доменов в сверхрешетке рассматривалась преимущественно с помощью упрощенных численных квазигидродинамических методов [3, 4]. В данной работе представлены результаты исследований, проводимых с помощью модели более высокого уровня сложности, а именно метода Монте-Карло. Ниже мы обсуждаем критерий Кремера, описывающий образование доменов в приложении к сверхрешетке, и проверяем его с помощью метода Монте-Карло.

Критерий Кремера дает представление о динамике доменов в полупроводнике с отрицательной дифференциальной подвижностью и основывается на простейшем предположении. Считается, что домен не успеет сформироваться, если время его движения в структуре меньше времени его формирования. В качестве времени формирования домена может рассматриваться максвелловское время релаксации, описывающее скорость нарастания или подавления флуктуации заряда в полупроводниках. Время распространения домена определяется дрейфовой скоростью элек-

тронов и длиной структуры. Используя формулу Эсаки–Цу для дрейфовой скорости электронов в сверхрешетке [5], мы получаем, что домен в сверхрешетке не будет формироваться, если $L < 0.25 \times 10^8 E_c n^{-1}$, где E_c (В/см) – критическое поле, т.е. поле, при котором дрейфовая скорость электронов в статическом поле в сверхрешетке принимает максимальное значение, n (см⁻³) – средняя концентрация электронов в сверхрешетке и L (см) – её длина.

Для проверки критерия Кремера мы моделировали движения ансамбля электронов в GaAs/AlGaAs-сверхрешетке (ширина минизоны 38 мэВ и период 6.22 нм). Алгоритм основан на методе Монте-Карло для ансамбля частиц [6] и включает в себя рассеяние электронов на оптических и акустических фононах. Использовались периодические граничные условия для частиц, т.е. частица, покидающая структуру через один контакт, в тот же момент вводится в структуру через один из двух контактов с начальными условиями, соответствующими тепловому равновесию на контактах. Все расчеты проводились для комнатной температуры.

С помощью данной модели были проанализированы распределения концентрации электронов и электрического поля в сверхрешетке для различных уровней легирования и длин сверхрешеток. Было показано, что в сверхрешетках с длинами, удовлетворяющими неравенству $L < 3.88 \times 10^5 n^{-0.63}$, электрическое поле будет оставаться приблизительно однородным. Это условие несколько отличается от полученного в соответствии с критерием Кремера ($L < 1.5 \times 10^{11} n^{-1}$) для коротких сверхрешеток. Это мы относим к особенностям баллистического пролета электронов в структуре.

Для проверки способности электрически смещенной сверхрешетки усиливать терагерцовое излучение был рассчитан её отклик на внешнее терагерцовое поле для случая, когда в структуре присутствует домен, и тогда, когда электрическое поле однородно. Оказалось, что сверхрешетка с равномерным распределением электрического поля действительно способна усиливать терагерцовое излучение, в то время как присутствие в структуре домена сильного поля полностью подавляет это свойство.

- [1] Ktitorov S.A., Simin G.S., Sindalovski Y. //Sov. Phys. Solid State. 1972. V.13. P.1872.
- [2] Schomburg E., Demarina N.V., Renk K.F. //Phys. Rev. B. 2003. V.67. P.155302.
- [3] Bonilla L.L., Escobedo R., Perales A. //Phys. Rev. B. 2003. V.68. P.241304.
- [4] Lei X.L., Horing N.J.M., Cui H.L. //Phys. Rev. Lett. 1991. V.66. P.3277.
- [5] Esaki L., Tsu R. //IBM J. Res. Dev. 1970. V.14. P.61.
- [6] Jacoboni C., Reggiani L. //Rev. Mod. Phys. 1983. V.55. P.645.