

ОСОБЕННОСТИ ТОКОПЕРЕНОСА В ТОНКОПЛЕНОЧНЫХ СТРУКТУРАХ НА ОСНОВЕ АРСЕНИДА ГАЛЛИЯ ДЛЯ ФУНКЦИОНАЛЬНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ СИСТЕМ ИЗМЕРЕНИЙ, УПРАВЛЕНИЯ И СВЯЗИ

Проанализированы и обобщены результаты работ по исследованию особенностей токопереноса в тонкопленочных структурах на основе арсенида галлия, проведенных в отделе функциональных элементов систем управления Института технической механики НАН Украины и НКА Украины в течение последних десяти лет.

This paper analyses and generalizes the results of the study of the features of current transport in GaAs-based thin-film structures conducted at the Department for Functional Elements of Control Systems of the Institute of Technical Mechanics of the National Academy of Sciences of Ukraine and the National Space Agency of Ukraine over the past ten years.

Реализация потенциальных возможностей арсенида галлия как материала современной микроэлектроники началась в 70-х годах прошлого столетия созданием на основе тонкопленочной арсенидгаллиевой структуры (низкоомной пленки, выращенной на полуизолирующей подложке) планарного полевого транзистора с барьером Шотки (ПТШ). Высокая подвижность электронов в арсениде галлия по сравнению с кремнием, а также успехи в развитии технологии привели к созданию приборов с субмикронными затворами, работающих в гигагерцовом диапазоне длин волн. Высокие изолирующие качества подложки из арсенида галлия и совместимость ПТШ с пассивными элементами способствовали разработке и созданию на их основе ряда быстродействующих цифровых и аналоговых интегральных схем (ИС).

При использовании упомянутых устройств реализуются такие преимущества, как небольшие масса и размеры, возможность изготовления многофункциональных элементов и др. К сожалению, достоинства арсенида галлия и приборов на его основе использованы в настоящее время далеко не в полной мере. Широкому внедрению данных устройств препятствует их высокая себестоимость, обусловленная низким процентом выхода годных изделий. Дело в том, что большая часть изготавливаемых дискретных приборов и весьма значительная часть ИС не удовлетворяют предъявляемым к ним требованиям в силу наличия гистерезиса вольт-амперной характеристики (ВАХ), ее частотной дисперсии, длинновременного дрейфа параметров, паразитного взаимодействия соседних элементов ИС и т.д. Это связано с особенностями токопереноса в тонкопленочных арсенидгаллиевых структурах. Эти особенности в конечном итоге обусловлены наличием специфического n - v -перехода на границе между низкоомной пленкой и полуизолирующей компенсированной подложкой, причина образования которого заключается в том, что получение полуизолирующего арсенида галлия в настоящее время неизбежно связано с процессами компенсации (или самокомпенсации) глубокими центрами.

Изучению роли перехода пленка – подложка в процессах токопереноса в тонкопленочных структурах GaAs посвящены фундаментальные исследования, проведенные в отделе функциональных элементов систем управления Института технической механики НАН Украины и НКА Украины за последние десять лет.

Диагностика глубоких центров. Одним из направлений вышеупомянутых исследований являлась разработка методов измерения концентрации N_{vac} незаполненных глубоких центров в подложке вблизи границы пленка – подложка, которая является интегральным показателем влияния глубоких центров на работу приборов.

В настоящее время существует большое число вольт-фарадных методов диагностики глубоких центров, однако все они разработаны для объемных полупроводников, где зондирующий край области обеднения барьера Шотки граничит с нейтральным полупроводником. На границе же пленка–подложка неизбежно присутствует область встроенного объемного заряда, обусловленная резким градиентом легирующей примеси. Смыкание области обеднения барьера Шотки с этой областью объемного заряда приводит к появлению качественных отличий по сравнению с объемными полупроводниками, что делает невозможным непосредственное применение упомянутых методов [1, 2].

В отделе функциональных элементов систем управления разработаны вольт-фарадные методы определения концентрации N_{vac} незаполненных глубоких центров, которые учитывают наличие области встроенного объемного заряда и, более того, основаны на ее наличии. В этих методах используется тот факт, что слой обогащения этой области образован зарядом, связанным на глубоких центрах, причем плотность объемного заряда в этом слое пропорциональна концентрации N_{vac} . Это дает возможность определить искомую концентрацию, действуя на область пространственного заряда тем или иным внешним воздействием и измеряя реакцию на это воздействие. В одном из предложенных методов [3, 4] таким внешним воздействием является прикладываемое к барьеру Шотки обратное напряжение, а в другом методе [5, 6] используется комбинированное воздействие – приложение обратного напряжения к барьеру Шотки плюс инфракрасная (ИК) подсветка.

Метод, описанный в работах [3, 4], основан на том, что для тонкопленочных структур GaAs зависимость низкочастотной барьерной емкости C_{LF} от обратного напряжения V_{rev} на барьере Шотки имеет участок, на котором емкость растет с увеличением обратного напряжения. Причина появления этого участка заключается в увеличении скорости изменения объемного заряда барьера Шотки с напряжением с началом опустошения глубоких центров на границе пленка–подложка [7, 8] (подобный механизм роста барьерной емкости действует и в гетероструктурах GaAs/GaAlAs с селективным легированием [9,10], что свидетельствует о его универсальном характере). Концентрация N_{vac} определяется по этому растущему участку следующим образом

$$N_{vac} = \min \left\{ \frac{C_{LF}^3}{q\varepsilon\varepsilon_0 S^2 dC_{LF}/dV_{rev}} \right\}_{dC_{LF}/dV_{rev} > 0},$$

где q – заряд электрона; ε – относительная диэлектрическая проницаемость полупроводника; ε_0 – диэлектрическая постоянная; S - площадь барьерного контакта.

Что касается метода, описанного в работах [5, 6], то он основан на измерении высокочастотной барьерной емкости q_{HF} при наличии ИК-подсветки. Использование высокочастотной емкости делает возможным применение этого метода и в случае достаточно низкого сопротивления барьера Шотки по

постоянному току (активного сопротивления барьера), когда измерение низкочастотной емкости затруднено из-за шунтирования емкостного сопротивления барьера включенным параллельно ему активным сопротивлением. Этот метод основан на том, что ИК-подсветка вызывает сужение области объемного заряда на границе пленка – подложка, приводящее к соответствующему увеличению Δh_I ширины проводящего канала в пленке. Увеличение же Δh_I определяется по сдвигу точки перегиба на высокочастотной вольт-фарадной характеристике, которая соответствует смыканию области обеднения барьера Шотки с областью встроенного объемного заряда на границе пленка–подложка. Концентрация N_{vac} определяется из следующих выражений:

$$\Delta h_I = \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0 kTN_{vac}}{q^2 N_d (N_d + N_{vac})}} \left(\sqrt{\ln \frac{N_d}{n_{s0}}} - \sqrt{\ln \frac{N_d}{n_{s0} + \beta I_p}} \right), \quad (1)$$

$$\Delta h_I = \varepsilon\varepsilon_0 S \left(\frac{1}{C_{infI}} - \frac{1}{C_{inf0}} \right), \quad (2)$$

где N_d – плотность легирования пленки; n_{s0} – темновая концентрация свободных носителей в подложке; I_p – интенсивность ИК-подсветки, β – коэффициент в выражении, связывающем концентрацию n_{sI} свободных носителей в подложке при освещении с интенсивностью подсветки: $n_{sI} = n_{s0} + \beta I_p$; C_{infI} , C_{inf0} – ординаты точки перегиба высокочастотной вольт-фарадной характеристики при наличии и отсутствии освещения соответственно. Формула (1) позволяет определить N_{vac} (вместе с n_{s0} и β) из зависимости $\Delta h_I(I_p)$, которая в свою очередь находится из измеренных вольт-фарадных характеристик по формуле (2) (входящая в (1) концентрация N_d легко находится с помощью известных соотношений C – V профилирования).

Предложенные методы определения концентрации N_{vac} незаполненных глубоких центров вблизи границы пленка–подложка не требуют дорогостоящего оборудования и могут быть легко встроены в технологический цикл изготовления приборов и ИС. При использовании ртутных зондов они позволят определять концентрацию незаполненных глубоких центров в исходных полупроводниковых пластинах и затем получать достоверную информацию об изменении этой величины на разных стадиях процесса изготовления приборов. Это, в свою очередь, позволит производить отбраковку пластин на ранних стадиях процесса изготовления, в том числе и до изготовления, что повысит выход приборов и снизит их себестоимость. Эти методы могут быть применены не только к структурам на основе GaAs, но и к другим полупроводниковым структурам соединений A_3B_5 с резким переходом между легированным эпитаксиальным слоем и полуизолирующей компенсированной подложкой, таким как тонкопленочные структуры на основе InP или GaN.

Фотопроводимость тонкопленочных структур GaAs в условиях эффекта управления по подложке. Одним из широко изучаемых эффектов, проявляющихся в планарных структурах GaAs, является эффект управления по подложке (ЭУП), заключающийся в снижении текущего по пленке тока

при приложении отрицательного напряжения к подложке. Интерес к этому эффекту связан с тем, что он ответствен за взаимовлияние соседних элементов ИС. Данный эффект связывается с модуляцией ширины области объемного заряда на границе пленка–подложка вследствие изменения заряда на глубоких центрах в подложке. С другой стороны, ИК-подсветка также изменяет заряд этих центров, что в конечном итоге также проявляется как изменение ширины проводящего канала в пленке, т.е. как примесная фотопроводимость. Поскольку как примесная фотопроводимость, так и ЭУП связаны с одними и теми же глубокими центрами, то интерес представляет изучение взаимодействия этих эффектов. Практическое значение этого заключается в том, что при проектировании оптоэлектронных схем на основе GaAs в интегральном исполнении необходимо знать особенности их работы в составе ИС, т.е. в условиях ЭУП.

В результате исследований, проведенных в отделе функциональных элементов систем управления, выявлен новый механизм примесной фотопроводимости тонкопленочных структур n -GaAs в условиях ЭУП [11,12]. Этот механизм в конечном итоге обусловлен пространственной неоднородностью реальных подложек, которая вызвана тем, что дефекты, неизбежно образующиеся в процессе выращивания пленки, приводят к появлению дополнительных глубоких центров в подложке вблизи границы с пленкой. Эта пространственная неоднородность подложки приводит к сдвигу порогового напряжения ЭУП при ИК-подсветке вследствие перераспределения электрического поля между объемом подложки и областью дополнительных глубоких центров, что проявляется в виде резкого изменения проводимости пленки. Этот сдвиг обусловлен следующим. Наличие дополнительных глубоких центров вблизи границы с пленкой приводит к уменьшению концентрации свободных электронов в этой области, и поэтому подложка становится неоднородной относительно концентрации свободных носителей. Мерой этой неоднородности является отношение $R = n_s/n_{s1}$, где n_s и n_{s1} – концентрация свободных электронов в объеме подложки и области дополнительных глубоких центров вблизи пленки. Поскольку дополнительные глубокие центры отличаются по своим параметрам, в частности по сечению захвата фотона, от глубоких центров в глубине подложки, R при ИК-подсветке (далее обозначаемое как R_I) отличается от R в темноте (далее обозначаемого как R_d). В случае $R_I/R_d < 1$ ИК-подсветка сглаживает пространственную неоднородность подложки. В силу условия непрерывности тока это сглаживание приводит к уменьшению электрического поля вблизи перехода пленка–подложка. Поэтому пороговое напряжение ЭУП увеличивается, т.е. при подсветке падение проводимости пленки начинается при большем напряжении на подложке, чем в темноте, что приводит к значительному увеличению положительной фотопроводимости. В случае же $R_I/R_d > 1$ ИК-подсветка усиливает неоднородность подложки относительно концентрации свободных носителей, что приводит к увеличению электрического поля вблизи перехода пленка–подложка. Поэтому пороговое напряжение ЭУП уменьшается, т.е. при освещении падение проводимости пленки начинается при меньшем напряжении на подложке, чем в темноте, что в конечном итоге приводит к смене знака фотопроводимости с положительного на отрицательный.

Таким образом, данный механизм может давать отрицательную фотопроводимость, даже если все глубокие центры в подложке являются электрон-

ными ловушками, в то время как ранее отрицательную фотопроводимость связывали с наличием дырочных ловушек. Поэтому данный механизм необходимо принимать во внимание при идентификации типа глубоких центров по данным измерений фотопроводимости. Кроме того, фотопроводимость по данному механизму является немонотонной функцией приложенного к подложке напряжения, а именно, абсолютная величина фотопроводимости проходит через максимум, намного превышающий фотопроводимость в отсутствие напряжения на подложке, что позволяет использовать данный механизм для повышения чувствительности ИК-датчиков на основе арсенида галлия.

Фотоемкость тонкопленочных структур GaAs. В тонкопленочных структурах GaAs механизм фоточувствительности связан с фотоионизацией глубоких центров в подложке, которая приводит к изменению толщины области пространственного заряда на границе пленка–подложка и, следовательно, к изменению толщины проводящего канала в пленке. То есть, в случае тонкопленочных структур GaAs освещение действует на проводящий канал не непосредственно, а через посредство области пространственного заряда на его границе. Этим фоточувствительность таких тонкопленочных структур отличается от фоточувствительности объемных полупроводников, где она обусловлена просто изменением концентрации свободных носителей под действием освещения. Поэтому можно ожидать, что в случае тонкопленочных структур будет иметь существенные особенности и такой вид фотоотклика, как фотоемкость, которая широко используется для определения параметров глубоких центров в полупроводниках.

Проведенные в отделе функциональных элементов систем управления исследования позволили выявить особенности фотоемкости тонкопленочных структур GaAs. Показано, что зависимость высокочастотной фотоемкости от обратного напряжения на барьере Шотки имеет вид узкого пика, расположенного при напряжениях, соответствующих резкому падению барьерной емкости с ростом обратного напряжения, а зависимость низкочастотной фотоемкости – вид положительного пика (положение которого соответствует положению пика высокочастотной емкости), за которым следует отрицательная впадина [13,14]. Появление положительных пиков обусловлено тем, что освещение сужает область объемного заряда на границе пленка–подложка и тем самым сдвигает в сторону более высоких обратных напряжений участок резкого падения вольт-фарадной характеристики, связанный с резким падением концентрации свободных носителей на границе между нейтральным каналом и упомянутой областью объемного заряда. В соответствии с определением фотоемкости как разности между барьерной емкостью при освещении и в темноте, этот сдвиг проявляется в виде пика фотоемкости. Причина последующего появления отрицательной впадины низкочастотной фотоемкости заключается в следующем. С увеличением обратного напряжения наступает момент, когда пленка становится практически полностью обедненной свободными носителями. Начиная с этого момента, основной вклад в низкочастотную барьерную емкость вносит опустошение глубоких центров на границе пленка–подложка обратным напряжением. Освещение же частично опустошает эти глубокие центры, и поэтому их освобождение обратным напряжением становится менее выраженным, т.е. низкочастотная барьерная емкость при освещении становится меньше, чем в его отсутствие. В соответствии с вышеприведенным определением фотоемкости это означает отрицательную фотоемкость.

Исследования также показали, что такой же вид имеет высокочастотная и низкочастотная фотоемкость гетероструктур GaAs/AlGaAs с селективным легированием [15], хотя физика квантовых гетероструктур существенно отличается от физики классических тонкопленочных структур GaAs. При этом появление положительного пика также обусловлено вызванным освещением сдвигом в сторону более высоких обратных напряжений участка резкого падения вольт-фарадной кривой. Однако в случае гетероструктур этот сдвиг связан с притоком в квантовую яму в слое GaAs дополнительных носителей с глубоких центров в слое AlGaAs, частично опустошаемых освещением. Это же частичное опустошение ответственно и за появление отрицательной впадины низкочастотной емкости.

Поскольку пик фотоемкости соответствует обратному напряжению, при котором край области обеднения барьера Шотки достигает границы проводящего канала со стороны подложки, по положению пика фотоемкости можно прогнозировать до изготовления приборов такой важный параметр ПТШ, как напряжение отсечки. Это видно из рис. 1, на котором приведено распределение по пластине с ПТШ напряжения отсечки V_T , измеренного непосредственно и предсказанного по измеренной фотоемкости.

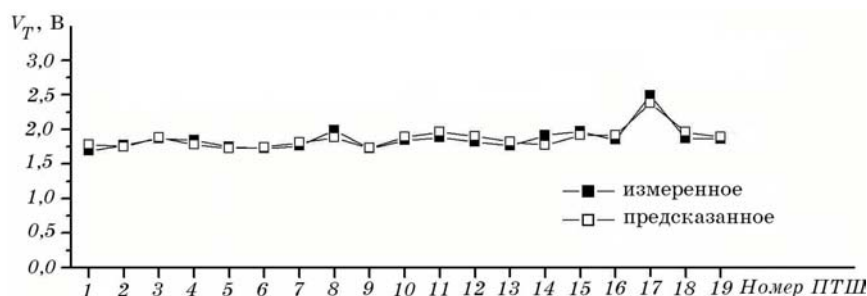


Рис. 1

Выявление корреляции между положением пика фотоемкости и напряжением отсечки позволило разработать метод прогнозирования напряжения отсечки ПТШ с помощью вольт-фарадных измерений в исходных полупроводниковых пластинах до изготовления приборов [16, 17].

Формирование протяженных участков квазиоднородного сверхпорогового электрического поля. Характерной особенностью арсенида галлия является наличие отрицательной дифференциальной проводимости (ОДП) в сильных электрических полях. Для функционирования твердотельных усилителей и устройств обработки сложных сигналов, работающих на волнах пространственного заряда, требуются протяженные участки относительно однородного электрического поля, превышающего порог ОДП. Для создания таких участков обычно используются специальные профили легирования в сочетании с прикатодной выемкой легирования, однако при этом можно получить только относительно небольшую длину таких участков (менее десяти микрометров) или же каждому приложенному напряжению должна соответствовать своя выемка легирования, причем точность подбора параметров такой выемки должна быть весьма высокой. Поэтому значительный интерес представляет изучение возможности формирования протяженных участков квазиоднородного сверхпорогового электрического поля без необходимости

индивидуального подбора параметров структуры под приложенное напряжение.

Анализ уравнения Пуассона, описывающего распределение электрического поля в тонкопленочной арсенидгаллиевой структуре, показал, что в случае однородного легирования и постоянной площади поперечного сечения проводящего канала протяженный участок квазиоднородного сверхпорогового электрического поля не может быть реализован из-за прогрессивного роста абсолютной величины градиента электрического поля с координатой. Поэтому для получения таких участков необходимо сгладить градиент электрического поля в области ОДП, например, путем увеличения ширины проводящего канала с ростом электрического поля. Одним из механизмов такого увеличения может быть ударная ионизация глубоких центров в подложке вблизи границы с пленкой, которая приводит к сужению области объемного заряда на границе пленка–подложка и соответствующему расширению проводящего канала с увеличением продольного электрического поля в пленке [18]. В случае электрического поля, убывающего от катода к аноду, еще одним таким механизмом может быть эффект управления по подложке [19,20]. В этом случае увеличение ширины проводящего канала с ростом продольного электрического поля в пленке (убыванием отсчитываемой от катода пространственной координаты) обеспечивается уменьшением эффективного напряжения на подложке по мере продвижения от анода к катоду.

Установлено, что при типичных для приборов с междолинным переносом электронов значениях концентрации легирующей примеси и толщины пленки эти механизмы позволяют получить квазиоднородное сверхпороговое поле с высокой величиной отрицательной дифференциальной проводимости на длине порядка нескольких десятков микрометров, причем в широком диапазоне напряжений и без использования специальных профилей легирования.

Полученные результаты могут быть использованы при создании твердотельных усилителей и приборов обработки сложных сигналов на основе тонкопленочных структур GaAs для систем управления и связи.

Измерение параметров вибраций. Описанные выше методы позволяют удешевить производство элементной базы для малогабаритных генераторов электромагнитного излучения, работающих в сверхвысокочастотном (СВЧ) диапазоне. Такие генераторы могут быть использованы в измерителях параметров вибраций и относительных перемещений элементов механических систем, основанных на интерференционном методе, который не требует механического контакта с измеряемым объектом и обеспечивает безынерционные измерения.

Одним из перспективных направлений практического применения полупроводниковой элементной базы на основе арсенида галлия является создание компактной аппаратуры для измерения параметров движения. Актуальность развития данного направления связана, прежде всего, с необходимостью контроля вибрации установок для выращивания кристаллов (полупроводниковая электроника), вибрации станков и биений деталей в машиностроении, вибрации отдельных узлов транспортных средств и всего транспортного средства в целом.

В основу классификации различных методов измерения параметров вибрации можно положить принцип наличия или отсутствия механического контакта измерительного датчика с контролируемым объектом.

Общим и принципиально неустранимым недостатком всех методов контактной группы является то, что их невозможно применить при проведении таких специфических измерений, как контроль уровня жидкого металла, столь необходимый в металлургии для оптимизации процесса его разлива в изложницы с целью минимизации появления трещин в слитках и заготовках. Сюда же можно отнести и задачи, связанные с необходимостью контроля уровня агрессивных сред, например, кислот.

Указанные ограничения могут быть устранены, если воспользоваться бесконтактными методами, принцип действия которых основан на зондировании объекта звуковыми, электромагнитными волнами или радиоактивным излучением. К основным недостаткам оптических и ультразвуковых методов относятся погрешности измерений, обусловленные зависимостью передаточных характеристик волн этих диапазонов от влажности и запыленности среды между излучателем и объектом исследования.

Частично эти недостатки можно минимизировать, если в качестве зондирующего излучения использовать электромагнитные волны СВЧ диапазона. Одним из широко используемых методов контроля параметров вибрации является интерференционный метод. В основе интерференционного метода лежит анализ результирующего электромагнитного поля, образующегося в результате интерференции поля падающей электромагнитной волны с полем электромагнитной волны, отраженной от объекта исследования. В классическом варианте интерференционного метода результирующее электрическое поле E описывается выражением вида:

$$|E|^2 = |E_{nao}|^2 \left[1 + |r|^2 + 2 \cdot |r| \cdot \cos\left(\frac{4\pi}{\lambda} x + \varphi_0\right) \right], \quad (3)$$

где λ – длина электромагнитной волны; x – расстояние от точки наблюдения до объекта; φ_0 – начальная фаза электромагнитной волны, r – коэффициент отражения электромагнитной волны от объекта; E_{nao} – амплитуда падающей электромагнитной волны.

Непосредственное извлечение информации из (3) о параметрах вибрационного процесса возможно лишь при условии, что амплитуда вибрации не будет превышать значение $\lambda/4$. Если амплитуда вибрации превышает $\lambda/4$, то в силу периодичности тригонометрической функции, входящей в (3), возникает неопределенность в нахождении параметров вибрации. Исключение этой неопределенности возможно при использовании специальных алгоритмов обработки постэкспериментального массива измерительных данных [21, 22].

Для большинства технологических процессов, содержащих необходимость контроля параметров вибрации, существенным является требование проведения измерений параметров вибрации в режиме реального времени. Требование проведения измерений в режиме реального времени ведет к необходимости автоматизации измерений модуля коэффициента отражения. Известным приемом, позволяющим осуществить это требование, является использование многозондовых измерительных секций [23]. Применительно к интерференционному методу измерений параметров вибрации для эквидистантно расположенной системы из четырех измерительных зондов может быть записана система уравнений, аналогичная выражению (3). Для упрощения дальнейших математических операций расстояние между зондами предполагается равным $\lambda/8$. Путем несложных арифметических операций с квад-

ратами модулей напряженностей электрического поля можно получить выражение для расстояния x между плоскостью расположения первого измерительного зонда и координатой исследуемого объекта:

$$x = \frac{\lambda}{4\pi} \operatorname{arctg} \left(\frac{|E_2|^2 - |E_4|^2}{|E_1|^2 - |E_3|^2} \right), \quad (4)$$

где E_1, E_2, E_3, E_4 – напряженности электрического поля в местах расположения измерительных зондов.

Как видно из (4), для вычисления фазы электромагнитной волны, а следовательно, и расстояния, нет необходимости измерять модуль коэффициента отражения r , а также амплитуду падающей электромагнитной волны E_{nao} .

Отметим, что непосредственное определение координаты x как из выражения (3), так и из (4) не позволяет найти единственное решение из-за многозначности обратной тригонометрической функции arctg .

Для устранения этой неоднозначности можно использовать алгоритм вычисления аргумента обратной тригонометрической функции arctg , приведенный в [24]

$$\varphi_j = \operatorname{arctg}(\sin \vartheta_j, \cos \vartheta_j), \quad \theta_0 = \varphi_0,$$

$$\theta_k = \begin{cases} \theta_{k-1} + \varphi_k - \varphi_{k-1}, & \text{если } |\varphi_k - \varphi_{k-1}| < \pi \\ \theta_{k-1} + \varphi_k - \varphi_{k-1} - 2\pi \operatorname{sgn}(\varphi_k - \varphi_{k-1}), & \text{если } |\varphi_k - \varphi_{k-1}| > \pi \end{cases}$$

где φ_j – неразвернутая фаза; θ_k – развертываемая фаза; $\sin \vartheta_j = \left| |E_2|^2 - |E_4|^2 \right|_j$; $\cos \vartheta_j = \left| |E_1|^2 - |E_3|^2 \right|_j$.

Для проверки работоспособности модели четырехзондового измерителя параметров вибрации было проведено компьютерное моделирование процесса измерения амплитуды вибрации. В качестве рабочей длины электромагнитной волны была выбрана длина волны $\lambda = 3$ см, частота вибрации $f_{vib} = 1$ Гц и амплитуда вибрации $A = 15$ см. Колебательный процесс предполагался гармоническим и описывался следующим выражением:

$$x = x_0 + A[1 + \cos(2\pi f_{vib} t)]. \quad (6)$$

На рис. 2 представлены временные эпюры координаты отражающего объекта, заданные выражением (6) (кривая 1) и восстановленные по выражению (4) (кривая 2). Как следует из рис. 2, разница значений координат отражающего объекта, заданных (6) и восстановленных по (4), представляет собой постоянную величину, которая может быть скомпенсирована при начальной установке расстояния между первым измерительным зондом и отражающим объектом. Следует отметить, что для определения частоты и амплитуды вибрации эта операция является излишней, так как для определения амплитуды вибрации достаточно знать лишь относительные перемещения координаты отражающего объекта. Отметим также, что такое идеальное совпадение результатов справедливо лишь для идеализированной модели, т.е. в

предположении квадратичной характеристики выпрямительных диодов, идеального согласования с волноводным трактом излучающей антенны, строгого соответствия расстояния между измерительными зондами $1/8$ длины электромагнитной волны и идеального согласования с волноводным трактом самих измерительных зондов.

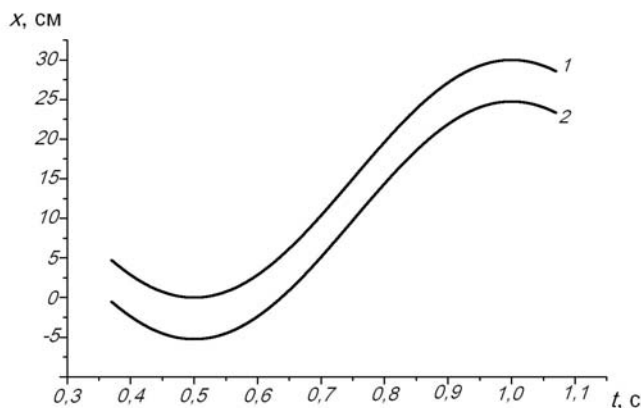


Рис. 2

В заключение следует отметить, что современная СВЧ элементная база, созданная на основе планарных арсенидгаллиевых структур, содержит портативные СВЧ-генераторы, частота генерации которых изменяется в широких пределах напряжением. Создание арсенидгаллиевых транзисторных буферных усилителей с высоким (до 40 дБ) коэффициентом развязки входных и выходных цепей позволяет надежно защитить работу СВЧ-генератора от влияния на его параметры изменяющегося во времени характера нагрузки. Интегральное исполнение тандема СВЧ-генератора с перестройкой частоты напряжением и транзисторного буферного усилителя позволяет создать надежный портативный СВЧ-генераторный модуль, столь необходимый при построении интерференционных СВЧ-измерителей параметров вибрации.

1. Роль глубоких уровней в технологии арсенида галлия / Н. П. Хучуа, Л. В. Хведелидзе, М. Г. Тигишвили, Н. Б. Горев, Е. Н. Привалов, И. Ф. Коджеспирова // Микроэлектроника. – 2003. – Т. 32, № 5. – С. 323 – 343.
2. Горев Н. Б. Особенности токопереноса в элементах систем управления и связи на основе тонкопленочных арсенидгаллиевых структур / Н. Б. Горев, И. Ф. Коджеспирова, Е. Н. Привалов // Вісник Дніпропетровського університету. Серія Механіка. – 2006. – № 2. – С. 33 – 38.
3. Low-frequency capacitance-voltage characterization of deep levels in film– buffer layer– substrate GaAs structures // S. A. Kostylev, E. F. Prokhorov, N. B. Gorev, I. F. Kodzhespirova, Yu. A. Kovalenko // Solid-State Electronics. – 1999. – V. 43, No 1. – P. 169 – 176.
4. Nondestructive technique for the characterization of deep traps at interlayer interfaces in thin-film multilayer semiconductor structures / J. González-Hernández, E. Prokhorov, N. B. Gorev, I. F. Kodzhespirova, Yu. A. Kovalenko // Journal of Vacuum Science & Technology B. – 1999. – V. 17, No 5. – P. 2357 – 2360.
5. Determination of deep trap concentration at channel–substrate interface in GaAs MESFET using sidegating measurements / N. P. Khuchua, L. V. Khvedelidze, N. B. Gorev, E. N. Privalov, M. S. Shur // Solid-State Electronics. – 2002. – V. 46, No 9. – P. 1463 – 1466.
6. Non-destructive deep trap diagnostics of epitaxial structures / N. B. Gorev, I. F. Kodzhespirova, E. N. Privalov, L. Khvedelidze, N. Khuchua, G. G. Peradze, M. S. Shur, K. Stevens // Solid-State Electronics. – 2003. – V. 47, No 9. – P. 1569 – 1575.
7. Квазідвовимірний модель захоплення носіїв у структурі арсенидгалійового польового транзистора з затвором Шоткі / М. Б. Горев, Ю. А. Коваленко, І. Ф. Коджеспірова, Є. Ф. Прохоров // Радиофізика і електроніка. Сборник научных трудов Института радиофизики и электроники НАН Украины. – 1998. – Т. 3, № 3. – С. 103 – 105.
8. Низкочастотные вольт-фарадные характеристики трехслойных арсенидгаллиевых структур пленка–буферный слой–подложка / Н. Б. Горев, И. Ф. Коджеспирова, Ю. А. Коваленко, Е. Ф. Прохоров // Вісник Харківського університету. Радиофізика та електроніка. – 1999. – № 1. – С. 102 – 107.

9. Capacitance–voltage characteristics of selectively doped $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ heterostructures containing deep traps / *E. F. Prokhorov, N. B. Gorev, I. F. Kodzheshpirova., Yu. A. Kovalenko* // *Journal of Applied Physics.* – 1999. – V. 86, No 1. – P. 532 – 536.
10. Anomalous behavior of the pulse transfer characteristic of a selectively doped $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ heterostructure containing deep traps / *E. Prokhorov, J. González-Hernández, N. B. Gorev, I. F. Kodzheshpirova, Yu. A. Kovalenko* // *Microelectronic Engineering.* – 2000. – V. 51 – 52. – P. 165 – 170.
11. Nonmonotonicity of the extrinsic photoconductivity of n-type GaAs thin-film structures under backgating / *E. F. Prokhorov, N. B. Gorev, I. F. Kodzheshpirova, Yu. A. Kovalenko* // *Microelectronics Journal.* – 2000. – V. 31, No 4. – P. 267 – 269.
12. Sidegating mechanism as a function of the sidegate-to-channel spacing / *E. F. Prokhorov, N. B. Gorev, I. F. Kodzheshpirova, Yu. A. Kovalenko* // *Solid-State Electronics.* – 2000. – V. 44, No 10. – P. 1857 – 1860.
13. Photocapacitance of GaAs thin-film structures fabricated on a semi-insulating compensated substrate / *N. B. Gorev, I. F. Kodzheshpirova, E. N. Privalov, N. Khuchua, L. Khvedelidze, M. S. Shur* // *International Journal of High Speed Electronics and Systems.* – 2004. – V. 14, No 3. – P. 775 – 784.
14. Photocapacitance of GaAs thin-film epitaxial structures / *N. B. Gorev, I. F. Kodzheshpirova, E. N. Privalov, N. Khuchua, L. Khvedelidze, M. S. Shur* // *Solid-State Electronics.* – 2005. – V. 49, No 3. – P. 343 – 349.
15. Photocapacitance of selectively doped $\text{AlGaAs}/\text{GaAs}$ heterostructures containing deep traps / *N. B. Gorev, I. F. Kodzheshpirova, E. N. Privalov, N. Khuchua, L. Khvedelidze, V. S. Shur* // *International Journal of High Speed Electronics and Systems.* – 2007. – V. 17, No 1. – P. 189 – 182.
16. *Горев Н. Б.* Прогнозирование разброса параметров полевых транзисторов с барьером Шотки на GaAs / *Н. Б. Горев, И. Ф. Коджешпирова, Е. Н. Привалов* // *Технология и конструирование в электронной аппаратуре.* – 2006. – № 4. – С. 36 – 39.
17. *Горев Н. Б.* Прогнозирование напряжения отсечки ионно-имплантированных полевых транзисторов с барьером Шотки на GaAs / *Н. Б. Горев, И. Ф. Коджешпирова, Е. Н. Привалов* // *Технология и конструирование в электронной аппаратуре.* – 2007. – № 6. – С. 3 – 5.
18. *Prokhorov E. F.* Effect of the impact ionization of deep traps on the field distribution in planar thin-film GaAs structures / *J. González-Hernández, N. B. Gorev, I. F. Kodzheshpirova, Yu. A. Kovalenko* // *Journal of Applied Physics.* – 2001. – V. 89, No 1. – P. 327 – 331.
19. Effect of backgating on the field distribution in planar thin-film GaAs structures / *N. B. Gorev, I. F. Kodzheshpirova, Yu. A. Kovalenko, E. F. Prokhorov* // *Microelectronics Journal.* – 2001. – V. 32, No 12. – P. 979 – 982.
20. *Горев Н. Б.* Особенности распределения электрического поля в планарных арсенидгаллиевых структурах в условиях эффекта управления по подложке / *Н. Б. Горев, И. Ф. Коджешпирова, Е. Н. Привалов* // *Вісник Харківського національного університету ім В.Н. Каразіна. Радіофізика та електроніка.* – 2004. – № 2. – С. 41 – 47.
21. Моделирование процесса измерения параметров вибрации / *О. В. Пилипенко, Н. Б. Горев, Л. Г. Запольский, И. Ф. Коджешпирова, Е. Н. Привалов* // *Техническая механика.* – 2003. – № 2. – С. 25 – 32.
22. Измерение параметров движения интерференционным методом в широком диапазоне амплитуд перемещений / *О. В. Пилипенко, Н. Б. Горев, Л. Г. Запольский, П. И. Заболотный, И. Ф. Коджешпирова, Е. Н. Привалов* // *Техническая механика.* – 2008. – № 1. – С. 100 – 107.
23. *Бова Н.Т.* Измерение параметров волноводных элементов / *Н. Т. Бова, И. Б. Лайхтман.* – К. : Техніка, 1968. – 157 с.
24. *Сильвия М. Т.* Обратная фильтрация геофизических временных рядов при разведке на нефть и газ / *М. Т. Сильвия, Э. А. Робинсон.* – М. : Недра, 1983. – 447 с.

Институт технической механики
НАН Украины и НКА Украины,
Днепропетровск

Получено 01.09.08,
в окончательном варианте 09.09.08