

Г.И. Айзенштат, В.П. Гермогенов, С.М. Гуцин, О.П. Толбанов, О.Г. Шмаков

ДЕТЕКТОРЫ РЕНТГЕНОВСКОГО И γ -ИЗЛУЧЕНИЙ НА ОСНОВЕ ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ СТРУКТУР ИЗ АРСЕНИДА ГАЛЛИЯ

Работа поддержана грантом РФФИ № 02-02-17842-а.

В статье обобщаются результаты работы по созданию полупроводниковых структур для детекторов рентгеновских и γ -излучений на основе компенсированных хромом эпитаксиальных слоев арсенида галлия, выращиваемых методом жидкофазной эпитаксии. Приводятся сведения о параметрах слоев GaAs:Sn,Cr и структуре изготавливаемых на их основе детекторов. Обсуждаются электрические характеристики детекторов и их чувствительность к α -, β - и γ -излучениям. Отмечены проблемы, которые необходимо решить на пути создания линеек детекторов для рентгеновских диагностических систем.

В последнее десятилетие проводятся интенсивные исследования, направленные на создание детекторов рентгеновского излучения для медицинских диагностических систем (диапазон энергий квантов (20–120) кэВ). Одним из перспективных материалов для создания таких детекторов является арсенид галлия. Основными направлениями разработки детекторов из этого материала являются создание барьерных структур на основе нелегированного полуизолирующего GaAs, содержащего в качестве компенсирующих глубоких доноров точечные структурные дефекты (центры EL2) [1, 2], а также изготовление барьерных и резисторных структур из арсенида галлия, компенсированного глубокой акцепторной примесью Cr [3, 4].

Известно, что центры EL2 являются эффективными ловушками для электронов. Поэтому в детекторах на основе объемного нелегированного арсенида галлия основной вклад в сбор заряда дают дырки [2]. В детекторах с активной областью из компенсированного хромом GaAs сбор заряда обусловлен, в основном, электронами, подвижность которых выше. Благодаря этому обстоятельству, такие детекторы характеризуются большей дрейфовой длиной и большей эффективностью сбора заряда. Это было продемонстрировано при создании детекторов на основе структур, полученных диффузией хрома в *n*-GaAs [3, 4].

В данной статье обобщаются результаты работы по созданию полупроводниковых структур для детекторов рентгеновских и γ -излучений на основе компенсированных хромом эпитаксиальных слоев арсенида галлия, выращиваемых методом жидкофазной эпитаксии [5 – 9]. Такие исследования проводятся коллективом сотрудников Томского государственного университета, Сибирского физико-технического института при Томском государственном университете и ФГУП «НИИ полупроводниковых приборов».

Разрабатываемые на основе эпитаксиального материала детекторы характеризуются большей величиной времени жизни электронов и большей дрейфовой длиной. Полученные приборы обладают также меньшим уровнем шума.

1. ВЫРАЩИВАНИЕ ТОЛСТЫХ СЛОЕВ АРСЕНИДА ГАЛЛИЯ

Технология выращивания арсенида галлия методом жидкофазной эпитаксии хорошо отработана для получения сравнительно тонких слоев – не больше нескольких десятков микрон, так как в большинстве типов полупроводниковых приборов толщина активной области не превышает этих значений. Для создания эффективных рентгеновских детекторов на основе арсенида галлия толщина области поглощения должна превышать 100 мкм. Для отработки методики выращивания таких слоев было проведено ис-

следование морфологии поверхности и толщины слоев GaAs, выращиваемых в различных условиях.

Естественным путем увеличения толщины выращиваемого слоя является повышение начальной температуры роста (для увеличения растворимости арсенида галлия в жидкой фазе) и увеличение массы раствора-расплава, приходящейся на единицу площади поверхности подложки. Оказалось, однако, что использование этого пути затруднено при использовании подложек большого диаметра (более 30 мм).

Первоначальные эксперименты по выращиванию толстых слоев GaAs проводились в ростовых контейнерах пенального типа, в которых расплав помещается на подложку и удаляется с нее путем сдвигания. Увеличение температуры начала роста приводило к усилению испарения мышьяка из расплава и подложки, неконтролируемому изменению температуры ликвидуса расплава и глубокому подтравливанию подложки расплавом. Поэтому в качестве максимальной температуры эпитаксии была выбрана температура 980 °С. Увеличение массы расплава приводило к увеличению высоты расплава и пересыщения и началу кристаллизации в объеме расплава, появлению конвекционных потоков и сильной неоднородности слоя по толщине. В итоге проведенных экспериментов были выращены слои арсенида галлия с максимальной толщиной 480 мкм. Однако толщина таких слоев была неоднородной вдоль поверхности. Изменения толщины на большей части поверхности подложки достигали 120 мкм. У краев подложки наблюдалось еще более сильное уменьшение толщины слоя. Большой проблемой при использовании подложек диаметром 40 мм оказалось неполное удаление раствора-расплава с поверхности после завершения роста.

Помимо неоднородности толщины слоя, неоднородной оказывается и морфология поверхности. Установлено, что основными причинами этой неоднородности являются: неоднородность исходной поверхности подложки, деградировавшей в результате испарения атомов мышьяка, неоднородное смачивание поверхности подложки из-за сложного характера движения по ней расплава большой массы; неодинаковость высоты расплава (например, вследствие небольшого наклона ростового контейнера вокруг продольной оси) и др.

По этим причинам дальнейшие исследования процесса роста слоев проводились в контейнере поршневого типа с продавливанием раствора-расплава в зазор

между двумя подложками. Преимуществами такого контейнера являются постоянная высота слоя расплава, значительно меньшая скорость испарения мышьяка из него, более однородное смачивание подложек. Недостатки такого контейнера: меньшая толщина выращиваемых слоев, большой расход компонентов из-за однократного использования расплавов. При использовании поршневого контейнера максимальная толщина эпитаксиального слоя GaAs, выращиваемого в одном процессе, составила (180 – 200) мкм (рис. 1). Поэтому для получения более толстых слоев приходилось повторять процесс выращивания на одной и той же подложке.

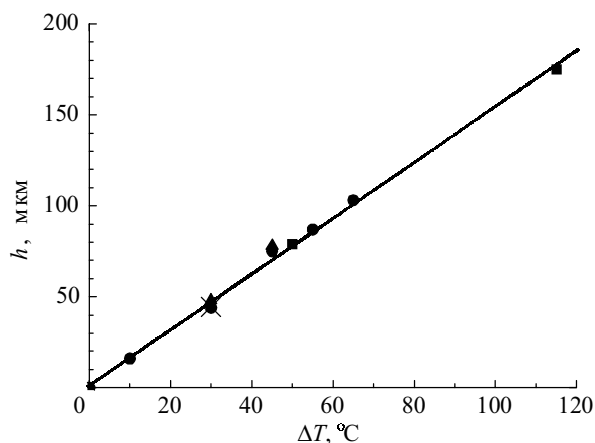


Рис. 1. Зависимость толщины слоя GaAs:Sn,Cr от величины температурного интервала охлаждения. Температура начала роста 965 °С, скорость охлаждения, град/мин: 0,3 (●), 0,7 (▲), 1 (×), уменьшающаяся от 1 до 0,7 (■)

2. ПОЛУЧЕНИЕ ВЫСОКООМНЫХ СЛОЕВ GaAs:Sn,Cr

При выращивании компенсированных эпитаксиальных слоев в раствор-расплав, наряду с донорной примесью олова, вводилась глубокая акцепторная примесь Cr [6, 7]. Удельное сопротивление слоев GaAs:Sn,Cr, выращенных из растворов-расплавов Ga+As+Sn+Cr с различными концентрациями олова и хрома, оценивалось по сопротивлению растекания тока из точечного зонда, перемещающегося по косому шлифу эпитаксиальной структуры.

В ходе экспериментов обнаружено, что важными факторами, влияющими на однородность распределения удельного сопротивления по толщине эпитаксиального слоя, являются температура выращивания и соответствующее ей соотношение концентраций глубокой акцепторной Cr и донорной Sn примесей в расплаве.

На рис. 2 (кр. 1) приведена зависимость удельного сопротивления участка слоя GaAs:Sn,Cr, растущего при температуре 965 °С, от соотношения концентраций примесей в расплаве [9]. При увеличении отношения мольных долей хрома и олова в расплаве от 4 до 18 наблюдалась тенденция к

снижению удельного сопротивления слоя в среднем от 10^9 до $2 \cdot 10^6$ Ом·см. Дальнейшее увеличение количества примеси Cr в жидкой фазе приводило к ухудшению морфологии поверхности, появлению ямок роста глубиной (10 – 100) мкм с плотностью больше 100 см^{-2} и снижению скорости роста эпитаксиального слоя.

Изменение удельного сопротивления слоев GaAs:Sn,Cr в широких пределах при изменении концентрации хрома в расплаве не удается объяснить в рамках предположения о том, что атом Cr дает единственный акцепторный уровень с энергией ионизации $(0,76 \div 0,79)$ эВ. Расчеты, проведенные с помощью уравнения электронейтральности, учитывающего наличие в слое только мелких акцепторов, донорных атомов Sn и глубоких акцепторов Cr, показывают, что при увеличении концентрации атомов Cr удельное сопротивление слоя должно практически скачком возрастать до значений $(10^8 \div 10^9)$ Ом·см и далее изменяться слабо (кр. 2 на рис. 2).

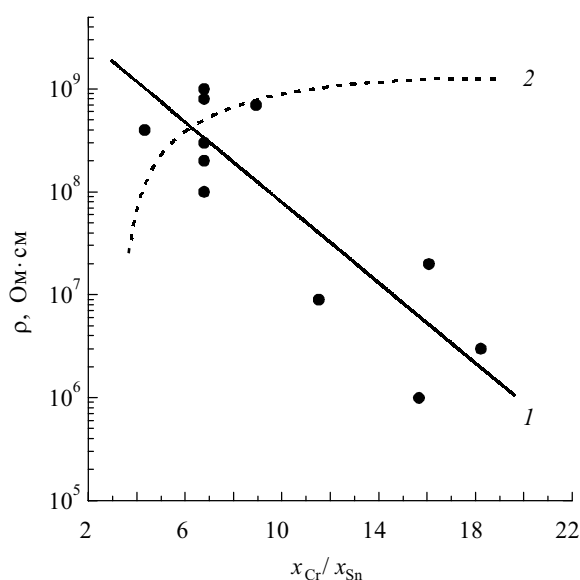


Рис. 2. Экспериментальная (кр. 1) и расчетная (кр. 2) зависимости удельного сопротивления эпитаксиального слоя GaAs:Sn,Cr от отношения концентраций хрома и олова в растворе-расплаве (приведены к температуре эпитаксии 965 °С)

Измерения электрофизических параметров с использованием эффекта Холла показали, что слои GaAs:Sn,Cr обладают удельными сопротивлениями в интервале $\rho = (2 \cdot 10^7 \div 1 \cdot 10^9)$ Ом·см, имеют положительные ($R_H = +(4 \cdot 10^8 \div 3 \cdot 10^{10}) \text{ см}^3/\text{Кл}$) или отрицательные ($R_H = -(2 \cdot 10^{10} \div 3 \cdot 10^{12}) \text{ см}^3/\text{Кл}$) постоянные Холла и холловские подвижности $\mu_H = R_H \cdot \sigma = (10 \div 2000) \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$.

Как показал анализ на основе уравнения электронейтральности, в использованных интервалах уровней легирования атомами олова и хрома в проводимость слоев GaAs:Sn,Cr могут давать вклад как дырки, так и

электроны (из-за примерно в 20 раз большей подвижности последних), что проявляется в изменении величины и знака постоянной Холла R_H , а также в заниженной величине измеряемой (холловской) подвижности носителей заряда μ_H (см. рис. 3).

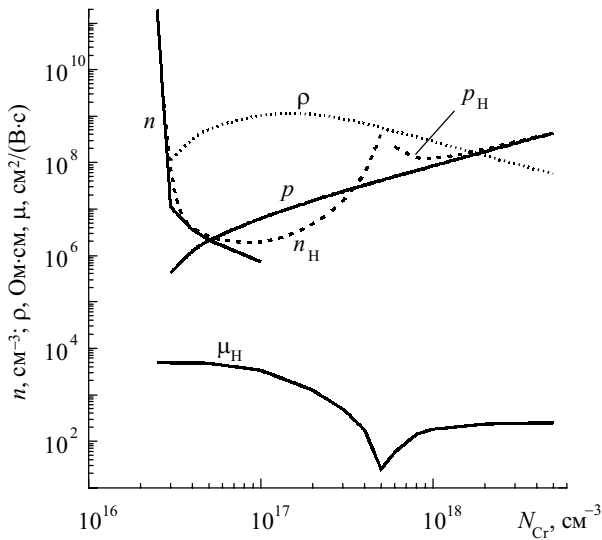


Рис. 3. Зависимости от концентрации атомов хрома в арсениде галлия: расчетных значений удельного сопротивления ρ , концентраций электронов n и дырок p , «кажущихся» (холловских) концентраций (n_H , p_H) и подвижности (μ_H). Концентрация неконтролируемых мелких акцепторов в слое $N_a = 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, концентрация атомов олова $N_{Sn} = 3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$.

Используя широкий интервал температур охлаждения, удавалось в одном процессе выращивать высокоомные слои GaAs:Sn,Cr толщиной до 200 мкм с удовлетворительным качеством поверхности. При получении структур для детекторов с толщиной высокоомной области более 200 мкм использовалось наращивание слоев GaAs:Sn,Cr в двух или трех последовательных процессах. Так были выращены структуры с толщиной высокоомной области до 450 мкм. Пример профиля удельного сопротивления приведен на рис. 4.

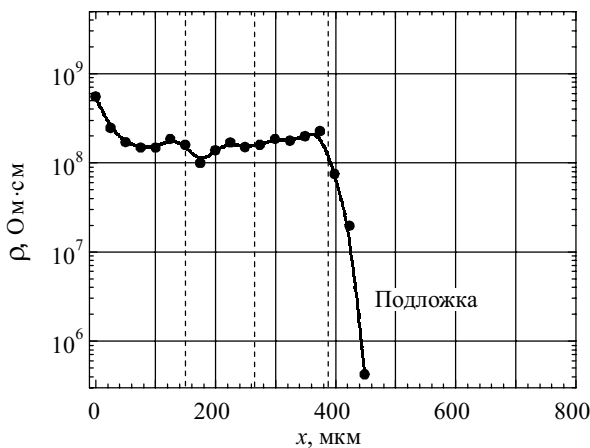


Рис. 4. Изменение величины удельного сопротивления по толщине трехслойной структуры. Пунктиром показаны границы слоев

3. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ НАПРЯЖЕННОСТИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ В ДЕТЕКТОРАХ

На основе слоев, выращенных методом жидкофазной эпитаксии, изготавливались детекторы с различной структурой. В результате напыления омических контактов на поверхности слоя $i\text{-GaAs:Sn,Cr}$ и подложки $n\text{-GaAs:Sn}$ получались диоды со структурой $i-n$. Для получения $p-i-n$ -диодов предварительно на поверхность слоя $i\text{-GaAs:Sn,Cr}$ наращивался методом газофазной эпитаксии слой $p\text{-GaAs:Zn}$. Структура такого детектора показана на рис. 5. Для получения диодов со структурой $p-i$ производилось либо удаление подложки $n\text{-GaAs:Sn}$, либо высокоомный слой выращивался на подложке p -типа.

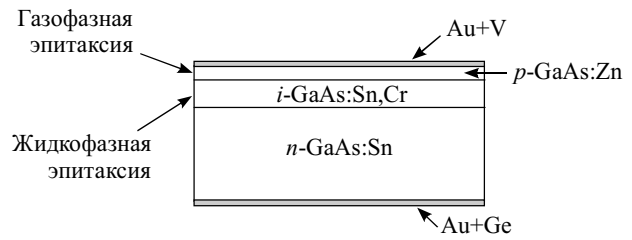


Рис. 5. Схема $p-i-n$ -детектора на основе высокоомного эпитаксиального слоя $i\text{-GaAs:Sn,Cr}$

Одним из способов изучения электрических свойств детекторной структуры является измерение распределения напряженности электрического поля по толщине структуры. Для этого обычно с помощью точечного зонда измеряют распределение потенциала вдоль склотовой боковой поверхности при поданном на диод смещении [10]. Затем, дифференцируя распределение потенциала по координате, рассчитывают распределение напряженности поля в детекторе. В работе было уделено большое внимание измерениям распределения потенциала вдоль боковой поверхности $p-i-n$ -диодов. На выбранных диодах с различной толщиной высокоомной области проводились многократные измерения распределения потенциала. Изучалось влияние различных факторов (свежести скола, затемнения его, величины поданного смещения) на результаты измерений. Полученные профили сопоставлялись с толщиной различных слоев структуры, измеренной другими методами.

Анализ полученных результатов показал, что максимум напряженности электрического поля может располагаться либо вблизи границы эпитаксиальный слой GaAs:Sn,Cr/подложка, либо в глубине подложки. Максимальная напряженность наблюдалась в глубине подложки у диодов на основе тех эпитаксиальных структур, в которых за счет диффузии атомов Cr из эпитаксиального слоя происходила компенсация материала подложки.

В то же время измеренные профили показывают, что напряженность электрического поля достаточно велика и на протяжении всего эпитаксиального слоя. Примеры распределения потенциала и напряженности электрического поля по толщине $p-i-n$ -диода показаны на рис. 6.

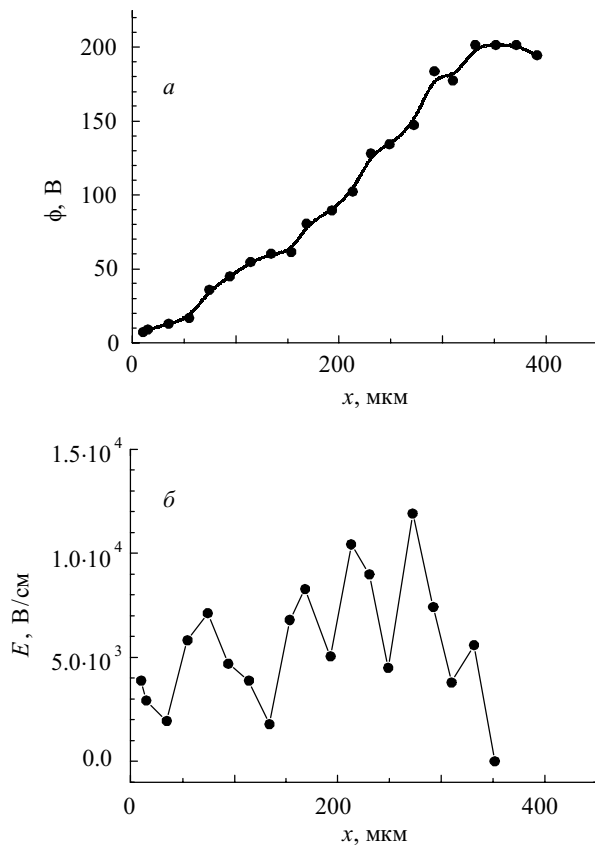


Рис.6. Распределение потенциала (а) и напряженности электрического поля (б) по толщине $p-i-n$ -диода (координата $x = 0$ соответствует $p-i$ -переходу)

4. ВОЛЬТ-АМПЕРНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ

В работе проводилось изучение вольт-амперных характеристик (ВАХ) детекторных диодов в связи с режимами выращивания высокоомных i -слоев и условиями изготовления диодов из них.

Было установлено, что ВАХ всех типов диодов являются нелинейными и несимметричными. Это свидетельствует о том, что ВАХ определяются наличием потенциальных барьеров в структуре. Сопоставление ВАХ $p-i-n$ -диодов с профилями распределения потенциала вдоль их боковой поверхности, а также с характеристиками диодов после удаления p - или n -областей показало, что величина обратного тока ограничивается барьером на границе с n -областью. По свойствам этого барьера все диоды можно разделить на две группы.

В диодах на основе слоев GaAs:Sn,Cr, выращенных на подложках с более высоким уровнем легирования, барьер располагается вблизи границы эпитаксиальный слой i -GaAs:Sn,Cr / подложка. При обратном смещении напряженность электрического поля внутри барьера достаточно высока и вызывает усиление темпа тепловой генерации носителей заряда (эффект Френкеля). Диоды на основе таких структур характеризуются более высокой плотностью обратного тока.

В структурах, полученных на слаболегированных подложках n -GaAs:Sn, вследствие диффузии Cr компенсированный высокоомный i -слой распространяет-

ся в подложку. Градиент концентрации примеси Cr в области $i-n$ -переходов таких структур меньше, что приводит к снижению напряженности электрического поля. Отличием обратных ветвей ВАХ таких диодов является выраженный участок сублинейной зависимости плотности тока от напряжения. Обычно сублинейный характер зависимости обратного тока от напряжения связывают с объемным током тепловой генерации носителей заряда внутри области пространственного заряда структуры. Прямая и обратная ветви ВАХ диода показаны на рис.7. Плотность обратного тока диода равна $1 \cdot 10^{-7}$ А/см² при напряжении -100 В. Это наименьшее значение из наблюдавшихся нами для диодов на основе структур, полученных с использованием жидкофазной эпитаксии.

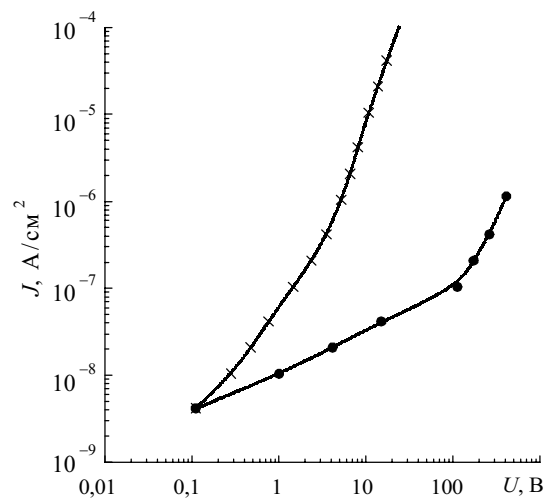


Рис. 7. Прямая (×) и обратная (•) ветви ВАХ диода с $p-\pi-v-n$ -структурой

5. ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ ДЕТЕКТОРОВ НА ОСНОВЕ ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ СТРУКТУР К ИОНИЗИРУЮЩИМ ИЗЛУЧЕНИЯМ

Детекторы, изготовленные на основе эпитаксиальных $p-i-n$ -структур, подвергались воздействию различных видов ионизирующих излучений.

При облучении α -частицами источником служил изотоп америция ^{241}Am . Поток α -частиц от источника падал на поверхность p -области детектора. Заметим, что толщина p -области детекторов составляла $(1,5 \div 2,5)$ мкм, т.е. была значительно меньше средней глубины проникновения α -частиц с энергией 5 МэВ в GaAs ($(25 \div 30)$ мкм).

Исследования показали, что величина эффективности сбора заряда (ССЕ) существенно зависит от характера распределения напряженности электрического поля внутри i -области детекторов. Особенно сильно эта зависимость проявлялась в детекторах с двух- или трехслойной i -областью толщиной $(300 \div 400)$ мкм. Диоды, изготовленные на основе тех структур, в которых наблюдались значительные скачки удельного сопротивления на границах между слоями, имели эффективности сбора заряда ниже 15%. В то же

время при оптимизации профилей удельного сопротивления и напряженности электрического поля внутри i -области высокие значения эффективности сбора заряда сохраняются и при толщине высокоомной i -области 400 мкм.

В таблице приведены значения эффективности сбора заряда для трех серий диодов на основе эпитаксиальных структур: с однослойной (структура 768) и трехслойной (структуры 902 и 908) i -областями.

Эффективность сбора заряда в $p-i-n$ -детекторах

№ серии детекторов	Тип частиц	U , В	Толщина i -области, мкм	CSE, %
768	α	-100	200–220	64
	α	-200		76–100
	β	-80		40–53
	β	-150		43–66
	γ (59,5 кэВ)	-80		92–93
	γ (59,5 кэВ)	-150		97–113
902	α	-200	380–390	58–85
	α	-400		82–91
	β	-200		35–36
	γ (59,5 кэВ)	-100		81
	γ (59,5 кэВ)	-200		87–92
	908	α		-20
α		-50	74	
α		-100	64–96	
β		-100	40	
β		-300	42	
γ (59,5 кэВ)		-50	88–91	
γ (59,5 кэВ)		-150	88–99	

Из таблицы видно, что CSE от α -частиц возрастает с увеличением напряжения смещения и достигает (80 ÷ 100)% при -200 В.

Спектральное разрешение детектора зависело от однородности параметров высокоомного слоя вдоль поверхности эпитаксиальной структуры. По этой причине детекторы на основе слоев, выращенных в контейнере пенального (сдвигового) типа и имеющих неоднородность толщины, показали в среднем худшее спектральное разрешение. В то же время детекторы на основе слоев, выращенных в поршневом контейнере и обладающих лучшей однородностью по площади, показывали хорошее спектральное разрешение даже при большой толщине высокоомной i -области. В качестве примера на рис. 8 показан амплитудный α -спектр $p-i-n$ -диода с толщиной i -области, равной 400 мкм. Как видно из рисунка, в спектре разрешаются полосы от α -частиц с различной энергией, испускаемых ^{241}Am .

Для исследования вклада дырок в сбор заряда в высокоомных слоях $i\text{-GaAs:Sn,Cr}$ были изготовлены диоды со структурой $p-i$, облучение которых проводилось со стороны i -области, находящейся под положительным потенциалом. В этих условиях основной вклад в сбор заряда должны были давать дырки, дрейфующие к p -области детекторов. Эффективность сбора заряда таких диодов оказалась не выше 1%. Это свидетельствует о том, что основной вклад в сбор заряда в эпитаксиальных слоях $i\text{-GaAs:Sn,Cr}$ дают электроны, дырки же практически не участвуют в сборе заряда.

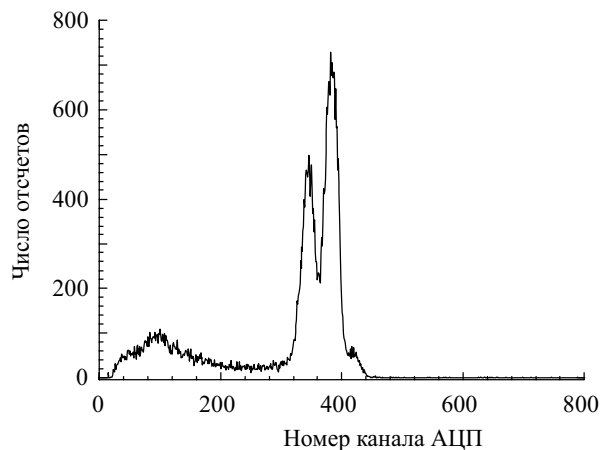


Рис. 8. Амплитудный спектр детектора при облучении α -частицами, $U = -300$ В

При облучении детекторов β -частицами источником служил изотоп стронция ^{90}Sr . Для детекторов на основе $p-i-n$ -структур с однослойной высокоомной i -областью толщиной от 100 до 220 мкм эффективность сбора заряда находилась, в основном, в пределах (40 ÷ 60)%. Эффективность сбора заряда от β -частиц для структур с трехслойной i -областью толщиной от 300 до 400 мкм снижалась до (35 – 45)% (см. таблицу). Значения эффективности сбора заряда от β -частиц, близкие к 50%, обусловлены тем обстоятельством, что в сбор заряда дает вклад только один тип носителей, судя по результатам измерения α -спектров, – электроны.

Амплитудные спектры $p-i-n$ -детекторов при регистрации γ -квантов от источников ^{241}Am и ^{57}Co показаны на рис. 9. Вместо выраженного пика, заряду, соответствующему от γ -квантов с энергией 59,5 и 122 кэВ, соответствует пологое плечо (правый край спектра на рис. 9,а и 9,б соответственно). Такая форма спектра обусловлена тем, что дрейфовая длина дырок в слое $i\text{-GaAs:Sn,Cr}$ во много раз меньше дрейфовой длины электронов. Эффективности сбора заряда (электронов), определенные по положению «плеча», для различных диодов находились в пределах от 90 до 100% (см. таблицу).

В $p-i-n$ -диодах с минимальной плотностью обратного тока вследствие низкого уровня шума удалось добиться неплохого разрешения в области малых энергий квантов. На амплитудных спектрах таких диодов основным энергиям квантов, наблюдающимся в спектре изотопа ^{241}Am : 13,95; 17,75; 26,34 эВ, можно сопоставить определенные пики амплитудного спектра (рис. 10). Экспериментальные амплитудные спектры сопоставлялись со спектрами, рассчитанными по известным формулам, учитывающим эффективности сбора заряда (функции Хехта) для электронов и дырок.

Удовлетворительного согласия формы экспериментального и расчетного амплитудных спектров удалось добиться при предположении о том, что времена жизни электронов и дырок в активной области диода равны соответственно 10 и 0,1 нс. Таким образом, анализ всех трех типов амплитудных спектров свидетельствует о том, что вклад в сбор заряда дают только электроны.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе проведены исследования процессов роста и легирования компенсированных слоев GaAs:Sn,Cr, а также характеристик диодов на их основе, которые позволили создать детекторные $p-i-n$ -структуры с толщиной рабочей области до 450 мкм. Созданные эпитаксиальные $p-i-n$ -структуры обладают преимуществами в сравнении со структурами на слиточном полужолирующем GaAs, а также на высокоомном материале, полученном диффузией Cr. Эти преимущества обусловлены большими значениями времени жизни и дрейфовой длины электронов (т.е. более высокой чувствительностью к рентгеновскому и γ -излучениям) и относительно низким уровнем шума.

В отделе детекторов ионизирующих излучений ФГУП «НИИ полупроводниковых приборов» на основе таких структур были созданы по промышленной технологии линейки детекторов, которые испытывались в рентгеновских установках в Институте ядерной физики СО РАН (Новосибирск) и Институте физики высоких энергий (г. Протвино Моск. обл.). Получено изображение в рентгеновских лучах с разрешением 100 мкм.

Наряду с перспективностью эпитаксиальных структур, в работе выявлен ряд проблем, решение которых требует проведения дополнительных исследований. К ним относятся: нарушение гладкости поверхности толстых легированных слоев GaAs, выращенных методом жидкофазной эпитаксии, что затрудняет формирование линеек детекторов протяженностью несколько миллиметров; неоднородность параметров активной области по толщине в диодах с наименьшей плотностью обратного тока, связанная с распространением высокоомной области в глубину подложки; наличие поверхностной утечки, затрудняющей дальнейшее снижение обратного тока и, следовательно, шума детекторных диодов, и ряд других. Исследование этих проблем планируется выполнить в дальнейшем.

Авторы благодарны Д.Л. Будницкому, А.С. Калугиной, А.А. Ларионову, Л.П. Пороховниченко, А.И. Потапову за помощь в получении структур и проведении исследований.

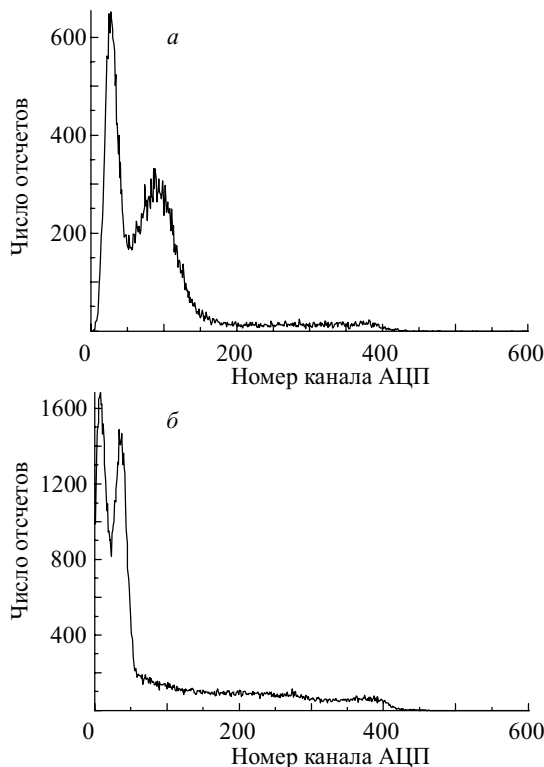


Рис. 9. Амплитудные спектры детекторов при облучении γ -квантами от источников ^{241}Am (а) и ^{57}Co (б). Толщина i -области 190 мкм. Диод 61-4. $U = -100$ В

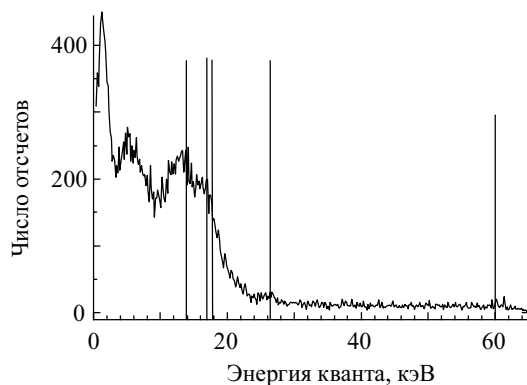


Рис. 10. Сопоставление амплитудного γ -спектра детектора с основными монолиниями изотопа ^{241}Am . Диод 768-5

ЛИТЕРАТУРА

- Buttar C.M. GaAs detectors – A review // Nucl. Instrum. and Meth. in Phys. Res. 1997. V.A395. P.1–8.
- Rogalla M., Runge K. Formation of a quasi-neutral region in Schottky diodes based on Si-GaAs and the influence of the compensation mechanism on the particle detector performance // Nuclear Instrum. and Methods in Phys. Research. 1999. V.A434. No.1. P.44–56.
- Ayzenshtat G.I., Budnitsky D.L., Koretskaya O.B., et al. GaAs resistor structures for X-ray imaging detectors // Nucl. Instrum. and Methods in Phys. Research. 2002. V.A487. P.96–101.
- Хлудков С.С., Корецкая О.Б., Окаевич Л.С. и др. Детекторные $p-i-v-n$ -структуры на основе GaAs, легированного хромом // Электронная промышленность. 2002. №2/3. С. 56–60.
- Будницкий Д.Л., Гермогенов В.П., Ларионов А.А. и др. Эпитаксиальные структуры из арсенида галлия для детекторов ионизирующих излучений // Материалы 7-й Российск. конф. «Арсенид галлия: GaAs-99». Томск, 1999. С. 125–127.
- Budnitsky D.L., Germogenov V.P., Guschin S.M., et al. Epitaxial structures based on compensated GaAs for γ - and X-ray detectors // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. 2001. V.A466. No.1. P.33–38.
- Байко И.Ю., Воробьев А.П., Гермогенов В.П. и др. Детекторные структуры на основе арсенида галлия, выращенного методом жидкофазной эпитаксии // Электронная промышленность. 2002. № 2–3. С.46–53.
- Айзенштат Г.И., Гермогенов В. П., Гуцин С. М. и др. Детекторы ионизирующих излучений на основе эпитаксиальных структур из арсенида галлия // Восьмая Российск. конф. «Арсенид галлия и полупроводниковые соединения группы III-V. GaAs-2002»: Материалы конф. Томск, 2002. С.278–280.
- Гуцин С.М., Пороховниченко Л.П., Гермогенов В.П., Шмаков О.Г. Эпитаксиальные структуры для детекторов ионизирующих излучений на основе слоев GaAs:Sn,Cr // Изв. вузов. Электроника. 2003 (в печати).
- Castaldini A., Cavallini A., Polenta L. et al. Analysis of the active layer in SI GaAs Schottky diodes // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. (A). 1997. P.79–84.