

Характеристики детекторов ядерного излучения на основе полуизолирующего арсенида галлия

© Е.М. Вербицкая, В.К. Еремин, А.М. Иванов, Н.Б. Строкан, В.И. Васильев, В.Н. Гаврин⁺,
Е.П. Веретенкин⁺, Ю.П. Козлова⁺, В.Б. Куликов^{*}, А.В. Марков[≠], А.Я. Поляков[≠]

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

⁺ Институт ядерных исследований Российской академии наук,
117312 Москва, Россия

^{*} ГУП НПП (Государственное унитарное предприятие Научно-производственное предприятие) „Пульсар“,
105187 Москва, Россия

[≠] Институт химических проблем микроэлектроники,
109017 Москва, Россия

(Получена 21 июля 2003 г. Принята к печати 22 июля 2003 г.)

На примере регистрации и спектрометрии α -частиц исследованы характеристики детекторов на основе объемного полуизолирующего GaAs (*SI-GaAs*). Их отличительной особенностью является зависимость ширины области электрического поля (W) от величины обратного напряжения (U). Темп роста $W(U)$ составляет ~ 1 мкм/В, что в принципе позволяет развивать рабочую зону порядка миллиметров. Препятствием приложения U порядка киловольт являются возникающие шумы обратного тока. В работе сопоставлены характеристики диодных структур, в которых выпрямляющий барьер к *SI-GaAs* создавался напылением металлов (диоды Шоттки) и выращиванием гетеропереходов с сильно легированными эпитаксиальными слоями (использовались соединения AlGaAs и GaAsSb). В эпитаксиальных гетероструктурах, для которых оказалось возможным прикладывать напряжения более 1 кВ, установлены особенности переноса неравновесных носителей как в слабых (менее кВ/см), так и сильных (10–30 кВ/см) электрических полях. В обоих случаях для времени жизни носителей получены значения порядка наносекунд, определяемые высокой концентрацией центров захвата (структурных дефектов типа *EL2*), что ограничивает перенос носителей. Из анализа формы спектральной линии выявлена высокая однородность значений времени жизни по объему детектора. В полях ~ 30 кВ/см обнаружено усиление внесенного частицей заряда. Эффект качественно объясняется фокусировкой силовых линий электрического поля на вершине трека α -частицы, возрастанием локальной напряженности поля до $\sim 10^5$ В/см и ударной ионизацией неравновесных электронов.

1. Введение

Детекторы на основе GaAs традиционно используются в медицине (регистрация рентгеновского и γ -излучения) и в задачах физики высоких энергий. В обоих случаях регистрируемые сигналы малы, и основной проблемой является реализация максимального объема детектора при сохранении низкого уровня шума. В недавней работе [1] обсуждалась возможность использования GaAs-детекторов в новой области — регистрации солнечных нейтрино. Редкие события взаимодействия нейтрино с атомами Ga заостряют проблему увеличения рабочего объема и, следовательно, прикладываемого к детектору напряжения.

Что касается шумов, то их значение определяется емкостью детектора и его обратным током. Указанные величины следует минимизировать за счет оптимизации параметров исходного материала и способа изготовления структуры детектора (создание областей выпрямляющего и тыльного контактов, геометрия структуры в целом).

Используемые в данной работе монокристаллы полуизолирующего арсенида галлия (*SI-GaAs*) имели удельное сопротивление $\rho \sim 10^8$ Ом·см. Высокое сопротивление обусловлено значительными концентраци-

ями собственных дефектов кристаллической решетки *EL2* (As_{Ga}) $N_i \gtrsim 10^{15} - 10^{16}$ см⁻³ и остаточных примесей (преимущественно углерода). Дефект *EL2* образует глубокий двойной донорный уровень с энергией $E_c - 0.78$ эВ. С примесью углерода связан мелкий акцепторный уровень. В результате компенсации уровень Ферми в материале располагается вблизи середины запрещенной зоны.

В структуре детектора при приложении обратного напряжения может произойти дополнительная компенсация центров *EL2*⁺ за счет резкого возрастания сечения захвата ими электронов при значениях электрического поля $F \gtrsim 10$ кВ/см. Этот механизм был проанализирован в работе [2], и установлена линейная зависимость ширины области поля W от обратного напряжения U с темпом ее увеличения $\gamma \approx 1$ мкм/В. В [3] было отмечено наличие некоторой начальной величины $W_0 \approx 24$ мкм. В итоге

$$W = W_0 + \gamma U \quad (1)$$

и для $W > W_0$ электрическое поле имеет постоянное значение $F = \gamma^{-1} \approx 10^4$ В/см. При напряжениях $U \sim 1$ кВ рабочая зона детектора составит величину $W \sim 1$ мм, приемлемую для апробации детекторов в указанных выше задачах.

В работе проводится сравнение различных типов структур детекторов — на основе барьеров Шоттки или эпитаксиальных гетероструктур — с целью установления оптимального варианта для работы в стационарном и импульсном режимах. При исследовании свойств структур наряду с измерением вольт-амперной характеристики использовались методики, связанные с импульсным возбуждением неравновесных носителей заряда (ННЗ): излучением полупроводникового лазера на длине волны 840 нм с наблюдением переходного тока (временное разрешение ~ 1 нс) или α -частицами с энергией 5.79 МэВ с последующим амплитудным анализом величины возникающего заряда Q .

2. Типы структур на основе объемного SI-GaAs

Традиционным типом структур детекторов являются диоды Шоттки, в которых и выпрямляющий, и тыльный контакты создаются напылением металлов. Модификацией структур служит вариант, когда тыльный омический контакт получают путем ионной имплантации. Сравнительно новым является получение выпрямляющего барьера, блокирующего поступление носителей заряда из внешней цепи, эпитаксиальными методами [1].

2.1. Барьеры Шоттки

Для уменьшения токов утечки по поверхности в барьерах Шоттки вокруг центрального электрода травлением формировалось охрannое кольцо. Площадь структур составляла 4×4 мм². Ширина кольца и зазор между кольцом и центральным электродом варьировались. Чтобы обеспечить прозрачность тыльного контакта при измерениях переноса ННЗ с обратной стороны детектора, контакт выполнялся в виде металлической сетки. По своей сути барьер Шоттки является гетероструктурой. Однако на границе раздела металл-GaAs присутствуют поверхностные состояния, через которые идет туннелирование носителей и избыточная рекомбинация. Более перспективными для достижения малых токов являются гетероструктуры с сильно легированными слоями, выращенными эпитаксиальными методами.

2.2. Гетероструктуры

Детекторы с эпитаксиальными сильно легированными слоями представляли собой гетероструктуры, в которых слои были изготовлены на основе тройных соединений A^{III}B^V (см. вставку на рис. 1). Для детекторов первого типа, p^+ -GaAs- p^+ -Al_xGa_{1-x}As-SI-GaAs- n^+ -Al_xGa_{1-x}As- n^+ -GaAs, с обеих сторон подложки SI-GaAs вначале выращивались сильно легированные слои твердого раствора Al_xGa_{1-x}As ($x \geq 0.3$). Ширина запрещенной зоны слоев Al_xGa_{1-x}As ($x \gtrsim 0.3$) такова, что они прозрачны для излучения лазера, используемого

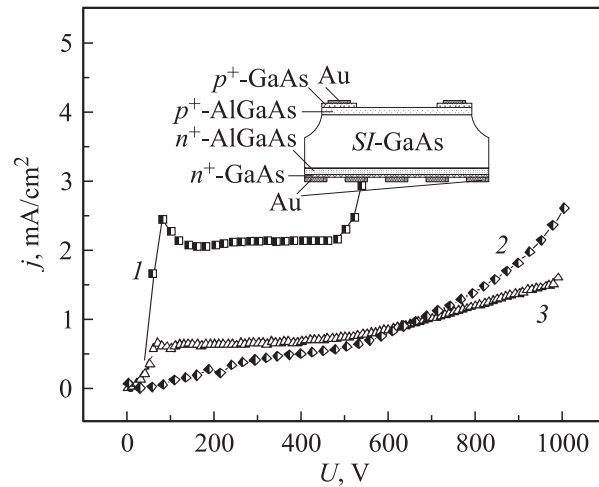


Рис. 1. Обратная ветвь вольт-амперной характеристики для трех типов исследованных структур: 1 — барьер Шоттки (образец 553-1a1); 2, 3 — гетероструктуры с эпитаксиальными слоями GaAsSb (Nu13-3d) и AlGaAs (553-b4) соответственно. На вставке — геометрия гетероструктуры с AlGaAs.

в измерениях (длина волны 840 нм). Затем для обеспечения надежного омического контакта создавались сильно легированные слои GaAs. Рост слоев проводился методом жидкофазной эпитаксии с начальной температурой роста в диапазоне 650–750°C. На передней стороне детектора слой p^+ -GaAs вытравливался до границы p^+ -Al_xGa_{1-x}As с сохранением рамки, на которую напылялся металл. Площадь входного окна составляла 7.8 мм².

Другим вариантом гетероструктур были p^+ -GaAs_xSb_{1-x}-SI-GaAs- n^+ -GaAs при $x \leq 0.03$. Здесь положительную роль играют два фактора. Начальная температура роста слоев понижается до 600–630°C, а также происходит лучшее смачивание поверхности подложки расплавом. Последнее является следствием того, что в растворе-расплаве отсутствует алюминий, который легко окисляется и создает неоднородности состава расплава вплоть до нарушений сплошности слоя. Размеры структур этого типа, изготовленные к настоящему времени, невелики и составляют ~ 0.07 мм².

Травлением всей пластины с выращенными эпитаксиальными слоями создавалась меза-структура, позволяющая избежать наличия областей с повышенной напряженностью электрического поля. Металл на обратную сторону структуры также наносился в виде сетки. Толщина пластины SI-GaAs в обоих случаях составляла 400 мкм, а каждого из эпитаксиальных слоев 1.0–1.5 мкм.

3. Вольт-амперные характеристики

На рис. 1 представлены зависимости плотности тока от обратного напряжения $j(U)$ для исследованных структур. Из рис. 1 следует, что для барьеров Шоттки

ток растет в диапазоне напряжений до $U \lesssim 100$ В, далее имеется плато, а затем наблюдается резкий рост тока. При этом U , предшествующее участку резкого роста, составляет величину ~ 500 В.

Для гетероструктур напряжения, при которых ток возрастает заметным образом, лежат в интервале $U = 0.8\text{--}1.0$ кВ, и в отношении работы детекторов структуры являются „высоковольтными“. Можно выделить образцы, близкие по типу $j(U)$ к барьерам Шоттки, с формированием тока в области $U = 100$ В и последующим плато. Для детекторов другого типа ток растет без упомянутого скачка, но для обоих случаев рост тока происходит достаточно плавно. Отметим также, что в области $U < 500$ В плотности токов гетероструктур оказываются примерно в 4 раза меньше, чем для барьеров Шоттки.

Другим немаловажным фактом является высокая воспроизводимость значений плотности тока в случае гетероструктур. Так, на двух пластинах структур с эпитаксиальными слоями AlGaAs при общем числе образцов 11 штук средняя величина j составила (1.17 ± 0.33) мкА/см². Для пластины со слоем GaSbAs при усреднении по 26 образцам имеем $j = (1.69 \pm 0.28)$ мкА/см².

4. Характеристики транспорта неравновесных носителей заряда

Перенос ННЗ в детекторе изучался техникой амплитудного анализа (спектрометрии α -частиц) и методом переходного тока, возбуждаемого излучением импульсного лазера. Пробег α -частиц с энергией 5.79 МэВ составляет в GaAs 20 мкм, при этом, согласно кривой ионизации Брэгга, основная генерация носителей сосредоточена в конце пробега. Излучение лазера, напротив, поглощается вблизи поверхности на глубине 2–3 мкм. Применение метода переходного тока для определения транспортных характеристик носителей подробно описано ранее в [1], и в данной работе детально не рассматривается. Отметим только, что по измеренным значениям параметров не наблюдалось заметных отличий от данных по спектрометрии α -частиц.

При возбуждении ННЗ α -частицами стандартным является подключение обратного напряжения (в сотни В) и облучение детектора со стороны p^+ -контакта. В таком режиме исследуется перенос электронов в условиях „сильного“ электрического поля, $F \sim 10^4$ В/см.

Благодаря высокому сопротивлению SI-GaAs допускалось также включение структур детекторов в прямом направлении (при напряжениях порядка десятков В). Сигнал при облучении p^+ -контакта при таком включении связан с переносом дырок. Соответственно при облучении α -частицами тыльного n^+ -контакта дрейфовать через образец будут электроны. В отличие от режима

обратного смещения дрейф ННЗ происходит в „слабом“ поле ($F \lesssim 10^3$ В/см) с его однородным распределением по всей толщине детектора.

4.1. Режим обратного смещения

При включении детектора в обратном направлении зависимость сигнала от напряжения имеет вид [1,4]

$$\eta = Q/Q_0 = (\mu F \tau / d)[1 - \exp(-\gamma^2 U / \mu \tau)] \\ = (\mu F \tau / d)[1 - \exp(-W / \mu F \tau)]. \quad (2)$$

Здесь Q_0 — внесенный α -частицей заряд, d — толщина детектора, μ и τ — подвижность и время жизни ННЗ до локализации на центрах захвата.

При выводе уравнения (2) принято, что потери ННЗ относятся только к их захвату центрами в процессе дрейфа. Таким образом, возможная рекомбинация ННЗ на стадии „плазмы трека“ не рассматривается. Кроме того, пренебрегается линейными размерами трека по сравнению с толщиной детектора, т.е. генерация полагается сосредоточенной непосредственно у электрода.

При попадании α -частицы неравновесные электроны вначале дрейфуют в области поля за малые времена $W/\mu F$. Однако, поступая в высокоомную базу, электроны резко замедляют свое движение к тыльному электроду, поскольку восстановление электрической нейтральности базы происходит со временем максвелловской релаксации. Его значения в десятки раз превышают время обработки сигнала электроникой. Поэтому, согласно теореме Рамо [5], на электродах детектора в отсутствие захвата возникает заряд $\sim W/d$. Соответственно формула (2) содержит два множителя: рассто-

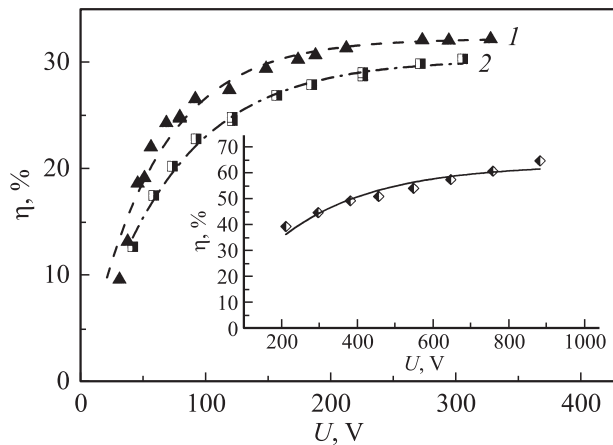


Рис. 2. Зависимость от обратного напряжения средней величины сигнала в спектре амплитуд от α -частиц, нормированного на значение поглощенной энергии $E_\alpha = 5.70$ МэВ. 1 — барьер Шоттки (образец 553-1a1); 2 — гетероструктура с эпитаксиальными слоями AlGaAs (512-1b3). На вставке — гетероструктура с эпитаксиальными слоями GaSb (Nu13-3d). Точки — эксперимент, линии — расчет по формуле (2) при вариации подгоночных параметров P_1 и P_2 (см. текст).

яние, пройденное зарядом за время жизни носителей, отнесенное к толщине детектора, и вероятность дрейфа заряда в области W без захвата.

Введение в качестве подгоночных параметров двух величин $P_1 = \mu F \tau / d$ и $P_2 = \gamma^2 / \mu \tau$ позволяет провести аппроксимацию экспериментальных зависимостей $\eta = Q/Q_0$ от U выражением (2) (рис. 2, перенос электронов). В результате определяются главные характеристики детектора: времена жизни ННЗ до захвата, определяющие эффективность сбора заряда, и γ — скорость распространения поля F (см. таблицу). К сожалению, в нашем случае времена жизни электронов составляли $\tau_r^e \sim 1$ нс и не обеспечивали полного переноса заряда. Максимальные значения η составляли 0.35. Исключением является образец Nu13–3d (см. вставку к рис. 2), для которого η достигала 0.65; при этом наблюдались особенности в поведении сигнала при $F > 10^4$ В/см (см. далее). Величина γ для всех исследованных образцов оказалась близка к 1 мкм/В, что соответствует модели [2].

На основании формулы (2) можно провести также анализ формы спектра амплитуд и величины энергетического разрешения детектора. Последняя характеризует размытие спектральной монолинии и определяется как ширина спектра на половине его высоты (FWHM), отнесенная к значению средней амплитуды (в центре тяжести спектральной полосы). Физически разброс амплитуд связан с наличием пространственной неоднородности времени захвата носителей. В результате при дрейфе носителей проявляется некоторый спектр значений τ . Наиболее вероятная его форма — гауссова [1,4], поэтому можно ввести фактор неоднородности R_τ как отношение ширины спектра τ к среднему значению τ_{av} : $R_\tau = (FWHM_\tau) / \tau_{av}$ (аналогично величине разрешающей способности в амплитудном спектре).

Показательно, что по мере повышения напряжения на детекторе и роста средней амплитуды сигнала происходит и уширение спектра (см. рис. 3, образец 512-1b3). Это противоречит характерному для спектрометрических детекторов сужению линии с уменьшением потерь заряда. Рост величины FWHM с ростом смещения U связан со спецификой роли τ в зависимости от напряжения амплитуды сигнала $Q(U)$. Согласно формуле (2), по мере увеличения объема области дрейфа ННЗ $W(U)$

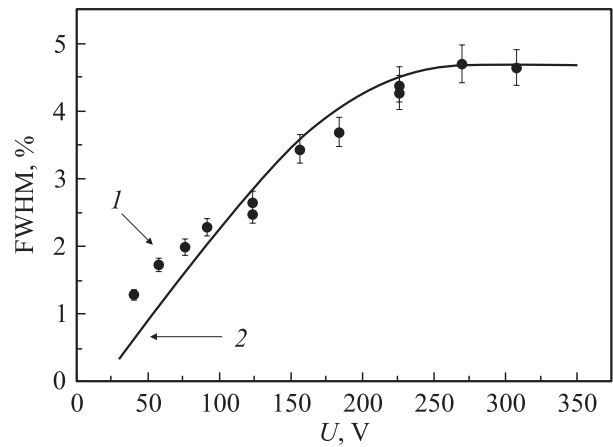


Рис. 3. Зависимость от обратного напряжения ширины спектра FWHM, нормированной на значение средней амплитуды спектра. Образец с эпитаксиальным слоем AlGaAs (512-1b3). Точки — эксперимент, сплошная линия — расчет при факторе неоднородности времени жизни электронов $R_\tau = 0.2$.

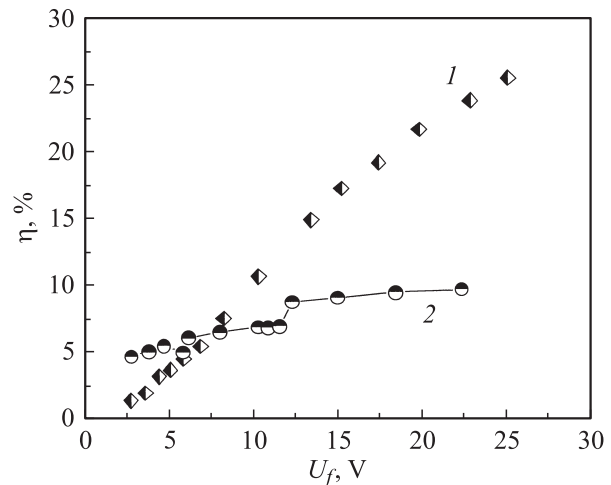


Рис. 4. Зависимость от прямого напряжения U_f средней величины сигнала в спектре амплитуд от α -частиц, нормированного на значение поглощенной энергии $E_\alpha = 5.70$ МэВ. Образец с барьером Шоттки (553-1a1). 1, 2 — перенос электронов и дырок соответственно.

Характеристики Si-GaAs и транспорта ННЗ в детекторах на его основе

Номер образца	ρ , МОм · см	γ , мкм/В	τ_r^e , нс	τ_f^e , нс	τ_f^h , нс
512-1b3	—	1.87	1.3	—	—
554-1c1	—	1.2	0.80	—	—
554-34c1	140	1.1	0.80	1.15	6.5
553-1a1	60	1.7	1.3	1.45	7.0
554-34a1	78	1.3	0.81	1.0	—
554-1e3	72	1.2	0.81	1.07	4.0

на фиксированный интервал значений τ приходится все возрастающий интервал величин Q . При достижении обеднения структуры наблюдается стабилизация ширины спектра.

При построении расчетной кривой $FWHM = f(U)$ (рис. 3) привлекались значения параметров $P_1 = 0.302$ и $P_2 = 0.014$ согласно данным рис. 2. Удовлетворительное согласие с опытом достигнуто при $R_\tau = 0.2$. Таким образом, выражаемая формулой (2) величина заряда позволяет определить основные характеристики детектора: значения η и времени жизни носителей до захвата τ , скорость распространения в структуре электрического

поля γ , фактор неоднородности переноса носителей по объему детектора R_τ .

4.2. Режим прямого смещения

В режиме прямого смещения детектора контакты не ограничивают ток, и напряжение целиком падает на высокоомном слое структуры SI -GaAs. Амплитуда сигнала зависит линейно от прямого напряжения U_f (рис. 4) и выражается как

$$Q/Q_0 = \mu F \tau / d. \quad (3)$$

Как отмечалось выше, на практике напряженности поля составляли $F \lesssim 1$ кВ/см. Для подвижности электронов и дырок в слабых полях принимались значения соответственно 7000 и 400 см²/В, и были получены времена жизни электронов (τ_f^e) и дырок (τ_f^h), приведенные в таблице. Для электронов эти значения на 20–30% больше, чем при обратном напряжении, что, по-видимому, связано с различием в заполнении центров захвата ННЗ. Для дырок времена жизни имели несколько большее значение (4–7 нс), что связано с доминирующей ролью в захвате электронной ловушки $EL2^+$.

5. Эффект сильного электрического поля ($F > 10^4$ В/см)

В описанных выше изменениях по регистрации α -частиц значения поля F не превышали 10 кВ/см. Представляется, однако, интересным проследить за транспортом носителей в более высоких полях, используя методическое достоинство генерации носителей α -частицами — внесение в детектор строго калиброванного по величине заряда.

Для исследований переноса ННЗ в условиях $F > 10$ кВ/см использовались гетероструктуры второго типа, p^+ -GaAs_xSb_{1-x}- SI -GaAs- n^+ -GaAs. Это связано как с указанной выше большей однородностью свойств слоя p^+ -GaAsSb, так и с малыми размерами диодов. Последнее позволяет уменьшить шум детектора.

Действительно, при снятии спектров α -частиц структуры позволяли прикладывать без возникновения избыточного шума напряжения до $U = 1.25$ кВ, что соответствовало напряженности поля $F = 30$ кВ/см. Спектры амплитуд сигналов от α -частиц ²⁴⁴Cm измерялись для двух энергий E_α : 5.79 и 4.40 МэВ. Первое значение соответствует энергии распада, второе достигалось за счет торможения α -частиц в воздухе. Отметим, что времена экспозиций при регистрации спектров выдерживались равными.

Использование меза-структур малой площади, хотя и позволяет развить высокие значения поля F (что является нашей основной задачей), но одновременно затрудняет выделение в спектре линий указанных энергий. Это связано с тем, что при попадании α -частиц в

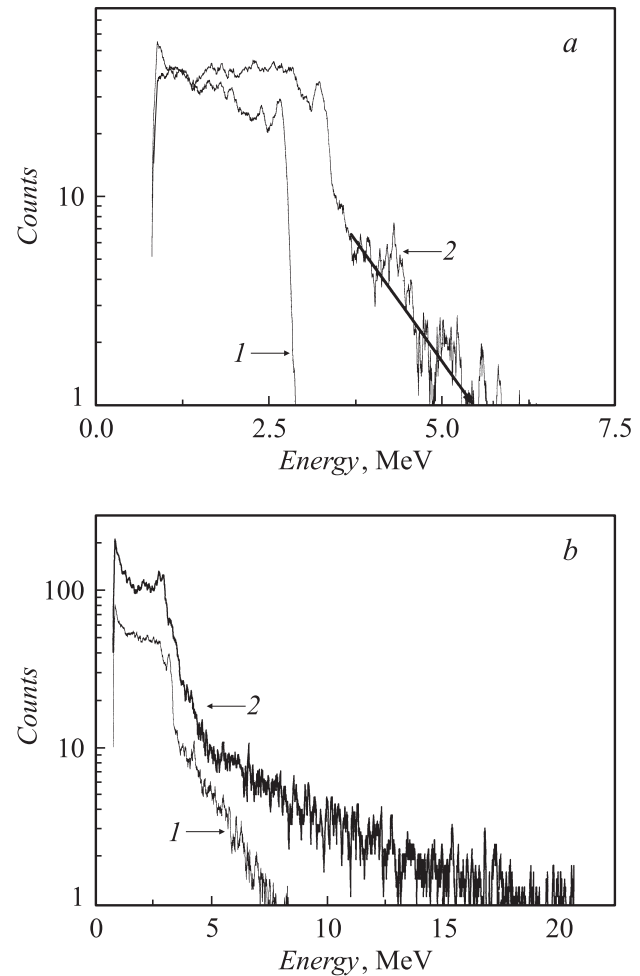


Рис. 5. Спектры амплитуд сигналов детектора на базе гетероструктуры с эпитаксиальным слоем GaAsSb (Nu13-3d) при вариации напряжения в диапазоне 0.5–1.25 кВ. *a*: энергия α -частиц 4.4 МэВ; $U = 0.5$ (1), 1.0 кВ (2). *b*: в спектре присутствуют α -частицы с энергией 4.4 МэВ + слабая по интенсивности линия 5.8 МэВ; $U = 1.0$ (1), 1.25 кВ (2).

разные участки поверхности структуры условия переноса созданного ими неравновесного заряда различны. В результате в спектре сигналов детектора вместо характерной монолинии основная группа амплитуд (рис. 5) имела распределение, близкое к равновероятному в качественном соответствии с используемой геометрией.

В трансформации спектра с ростом напряжения U на рис. 5, *a* прослеживаются три эффекта. Во-первых, происходит смещение правого (резкого) края в область больших энергий, что указывает на улучшение условий транспорта носителей заряда. Однако в использованном диапазоне напряжения $U \lesssim 1.0$ кВ перенос носителей через рабочую зону остается неполным и граничное значения правого края спектра 3.3 МэВ не достигает значений энергии, вносимой в детектор α -частицами (4.4 МэВ). Величина η , как видно из вставки к рис. 2, оказывается равной 0.65. Во-вторых, наряду с естественным поведением резкого края в спектрах, возрастает

общее число импульсов в спектре (при фиксированной экспозиции). Наконец, начиная с $U = 0.7$ кВ появляется некоторое число импульсов с энергиями, больше внешней. Эта часть спектра имеет вид экспоненциально спадающего протяженного „хвоста“ (см. спектр 2, на рис. 5, а).

Для характеристики этой группы импульсов проводилось сглаживание указанного участка спектра и экстраполяция числа импульсов N в канале к уровню $N = 1$. Для $U = 1$ кВ такая процедура приводит к значению граничной энергии $E_b = 5.48$ МэВ, что превышает величину поглощенной в детекторе энергии $E_\alpha = 4.40$ МэВ в $5.48/4.0 = 1.24$ раз.

Показательно, что „хвост“ более выражен для больших энергий α -частиц. Так, добавление к спектру 2 на рис. 5, а (при том же $U = 1$ кВ) малоинтенсивной α -линии 5.79 МэВ практически не затронуло формы основной части, но заметно увеличило количество импульсов правее резкого спада (см. рис. 5, б, спектр 1). Граничная энергия составляет уже 7.8 МэВ, что превышает энергию α -частиц 5.79 МэВ в 1.35 раз.

При повышении напряжения до 1.25 кВ E_b смещается к величине 17.5 МэВ (см. рис. 5, б, спектр 2), а среднее значение энергии в „треугольном хвосте“ спектра становится равным 5.85 МэВ, т.е. практически совпадает с используемой энергией α -частиц 5.79 МэВ. Наблюдаемую картину естественно трактовать как усиление сигнала, и возникает вопрос о механизме эффекта.

Представляется важным выяснить, проявляется ли в наблюдаемом эффекте характер генерации неравновесных носителей. Напомним, что в случае α -частиц генерация является импульсной во времени, причем начальная плотность носителей в треке составляет величину $\sim 10^{16}$ см $^{-3}$. Геометрию трека, растекающегося за счет дрейфа и диффузии ННЗ, упрощенно можно представить в начальный момент в виде полуэллипсоида, а далее — в виде полусферы радиусом ~ 20 мкм. Противоположные условия можно реализовать, проведя генерацию носителей равномерно по поверхности образца за счет стационарной подсветки сильно поглощаемым светом.

Для сравнения влияния условий генерации ННЗ структура освещалась светодиодом на основе GaN(In). Основная часть квантов имела длину волны 0.46 мкм, т.е. генерация носителей была сосредоточена вблизи поверхности в области менее 1 мкм. Величины фототока составляли десятки нА, что намного превышало темновой ток, значения которого при максимальном $U = 1.25$ кВ были менее 2 нА. Зависимость фототока I_{ph} от обратного напряжения U приведена на рис. 6. Наблюдаются два линейных участка, причем на втором из них (при более высоких U) темп роста тока возрастает в 1.5 раза. Показательно, что переход к этому участку происходит именно при $U \approx 0.7$ кВ, когда в спектрах α -частиц появляются амплитуды с $E_b > E_\alpha$.

В интервале напряжения $U = 1.0-1.25$ кВ ток возрастает на 32%. Такой прирост, несмотря на указанные

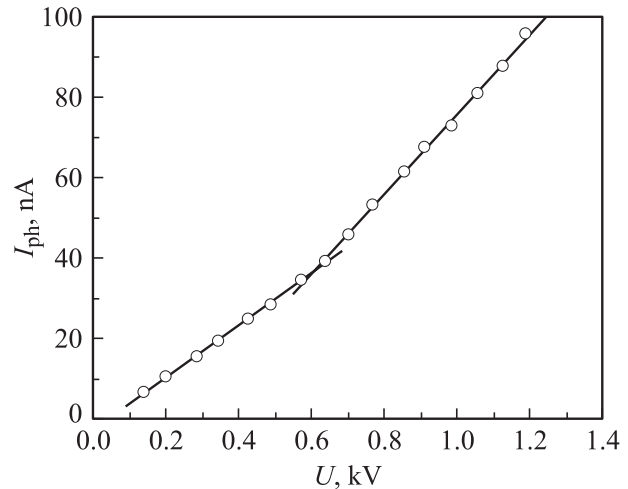


Рис. 6. Зависимость фототока от обратного напряжения на детекторе при подсветке от светодиода на основе GaN(In). Значение $U \approx 0.7$ кВ, при котором начинается участок более быстрого роста тока, соответствует появлению anomalно больших значений энергии в спектрах α -частиц.

выше различия в условиях генерации носителей заряда, близок к диапазону роста (27%) значения средней энергии треугольного „хвоста“ в спектре на рис. 5, б. Однако максимальная энергия спектра E_b увеличивается значительно быстрее — на 54%.

Это указывает на наличие в отдельных α -треках особо благоприятных условий для усиления сигнала, т.е. на проявление специфики локального характера генерации носителей. Показательно также отсутствие сверхлинейности фототока в диапазоне напряжений 1.0–1.25 кВ, характерной, например, для эффекта умножения носителей за счет „однородной“ ударной ионизации.

Более чувствительными к проявлениям ударной ионизации являются возникающие шумы. Для наблюдения шума использовалась методика, развитая в работах [6,7]. Методика состоит в анализе характера шума диода в зависимости от тока подсветки образца при нескольких фиксированных значениях U . При этом используется указанная выше аппаратура амплитудного анализа, и величина шума определяется по размытию линии генератора стабильной амплитуды. Согласно анализу работы [7], линейная зависимость $(FWHM_g)^2 = f(I)$ (где $FWHM_g$ — ширина линии генератора стабильной амплитуды на половине ее высоты) соответствует дробовому характеру шума. Появление нелинейности указывает на возникновение фликкер-шума.

На рис. 7 представлена зависимость шума от суммарного тока $I = I_d + I_{ph}$ (темновой ток+фототок) для напряжений в интервале $U = 0.55-1.20$ кВ. Линейная функция $(FWHM_g)^2 = f(I)$ наблюдается лишь при начальном напряжении $U = 0.55$ кВ (рис. 7, кривая 1). Начиная с $U = 0.75$ кВ зависимость приобретает четко выраженную нелинейность (данные 2–4). Показательно, что при больших напряжениях зависимости шума от

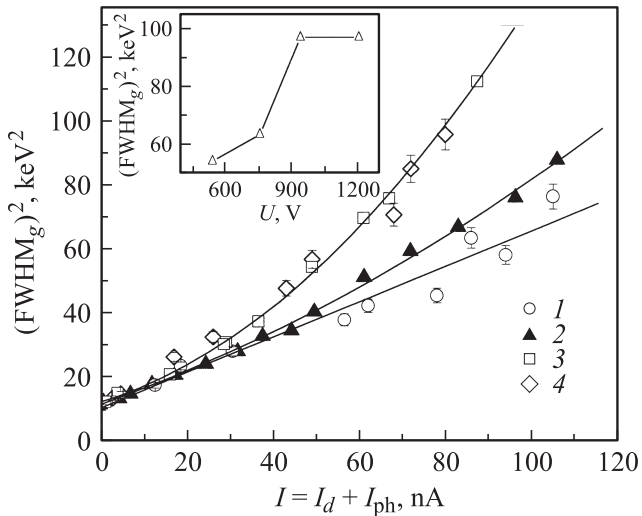


Рис. 7. Зависимость шума от величины тока при вариации напряжения на детекторе. U , кВ: 1 — 0.55, 2 — 0.76, 3 — 0.94, 4 — 1.2. На вставке — зависимость шума от напряжения при токе 80 нА.

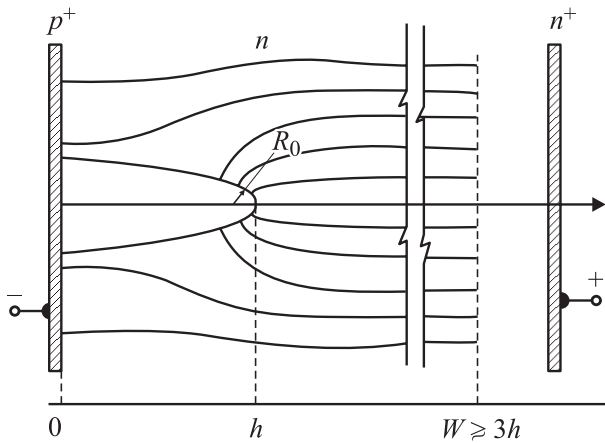


Рис. 8. Конфигурация электрического поля в p - n -переходе при внесении плотного трека электронно-дырочных пар короткопробежным ионом (согласно рис. 1 работы [8]). W — граница области объемного заряда, R_0 и h — параметры эллипсоида, моделирующего геометрию трека.

тока совпадали, т.е. происходило насыщение величины шума от U (см. рис. 7, данные 3, 4 и вставка). Последнее дает основание утверждать, что характерные для механизма ударной ионизации шума в используемом режиме подсветки не проявлялись. Рост шума в диапазоне $U = 0.75$ – 1.20 кВ по сравнению с наблюдаемым при $U = 0.55$ кВ скорее всего связан с появлением фликкер-шума вследствие распространения электрического поля на боковую область меза-структуры.

Как отмечалось выше, результаты, приведенные в данном разделе, относятся к стационарному и равновесному по площади возбуждению носителей. Поэтому появление в случае α -частиц сигналов, эквивалентных

энергиям, большим E_α , (см. данные рис. 5) следует связать с особенностями генерации носителей короткопробежными ионами. Ранее отмечалось [8], что внесение в область сильного электрического поля детектора плотного трека электронно-дырочных пар приводит к характерному изменению конфигурации поля. Происходит фокусировка силовых линий у вершины трека и соответственно возрастает в окрестности его вершины величина напряженности поля (см. рис. 8).

Эффект фокусировки носит динамический характер и ослабевает по мере диффузионно-дрейфового растекания трека, однако для начальной стадии растекания носителей из трека возрастание величины F значительно. Так, согласно расчетам работы [8], в окаймляющей вершину трека области шириной ~ 1 мкм средняя величина F превышает стационарное значение в 5 раз. Для нашего случая это соответствует $F = 150$ кВ/см.

Отметим, что в опытах [8] использовался спектрометрический детектор, что позволяло наблюдать в спектре непосредственно монолинию E_α и сигналы с превышающей ее энергией. Даже в указанных условиях четкого выделения на фоне линии E_α амплитуд с энергиями $E > E_\alpha$ удалось получить лишь качественное согласие эксперимента и данных расчета. Это объяснялось тем, что при расчете не учитывалась дополнительная экранировка поля, связанная с зарядом истекающих из трека электронов. Экранировка приводит к увеличению эффективного радиуса трека R_{eff} . Например, в электронных проекторах указанный эффект увеличивает значения R_{eff} до $7R_0$ (R_0 — радиус острия катода) [9]. В нашем случае (неспектрометрическая структура, неполный перенос заряда в детекторе) какое-либо количественное истолкование данных по увеличению энергии, регистрируемой детектором, будет тем более некорректным. Однако описанные выше сравнительные результаты по реакции структуры на стационарное и слабое по интенсивности возбуждение светом выявили важные качественные моменты: во-первых, отсутствие нелинейности в ходе сигнала в зависимости от напряжения смещения и, во-вторых, насыщение избыточного шума. Последнее позволяет привлечь для объяснения природы сигналов с энергией, превышающей исходную, механизм локальной ударной ионизации в полях, усиленных за счет динамической фокусировки на вершине трека ионизирующей частицы.

6. Заключение

На примере регистрации и спектрометрии α -частиц исследованы характеристики детекторов на основе полупроводящего GaAs для класса короткопробежных сильно ионизирующих частиц. Диодные структуры детекторов выполнялись с контактами в варианте барьеров Шоттки, а также в виде гетеропереходов с выращенными эпитаксиально сильно легированными слоями.

В случае барьеров Шоттки достигнуты рабочие напряжения до $U \approx 0.5$ кВ при напряженности электрического поля $F \approx 10$ кВ/см. Образцы гетероструктур в меза-геометрии сохраняют низкий уровень шумов до $U \approx 1.25$ кВ ($F \approx 30$ кВ/см).

Изучен перенос неравновесных носителей заряда в сильных ($F \approx 10$ кВ/см) и слабых ($F \approx 1$ кВ/см) полях. В двух типах детекторов для времени жизни электронов получены соответственно значения ~ 1.0 и 1.2 нс, что можно связать с различным заполнением центров захвата. Относительно малые величины времени жизни обусловлены высокой концентрацией примесей и структурных дефектов в GaAs (типа EL2).

Установлено, что в более высоких полях, $F \approx 30$ кВ/см, возникает эффект усиления внесенной частицей заряда. Усиление связано со спецификой геометрии трека α -частицы, когда на вершине трека происходит динамическая фокусировка силовых линий электрического поля. Локальное возрастание напряженности поля до $F \approx 10^5$ В/см вызывает ударную ионизацию ННЗ.

Данная работа выполнена в рамках программы фундаментальных исследований РАН „Нейтронная физика“ и частично поддержана грантом Президента РФ № НШ-2223.2003.02 по поддержке ведущих научных школ и грантом РФФИ № 03-02-16837.

Список литературы

- [1] E. Verbitskaya, V. Eremin, A. Ivanov, N. Strokan, V. Vasilev, A. Markov, A. Polyakov, V. Gavrin, Yu. Kozlova, E. Veretenkin, T.J. Bowles. Nucl. Instrum. Meth. A, **439**, 634 (2000).
- [2] D.S. McGregor, R.A. Rojas, G.F. Knoll, F.L. Terry, Jr., J. East, Y. Eisen. Nucl. Instrum. Meth. A, **343**, 527 (1994).
- [3] A. Castaldini, A. Cavallini, L. Polenta, C. Canaali, F. Nava. Nucl. Instrum. Meth. A, **410**, 79 (1998).
- [4] Н.Б. Строкан. ЖТФ, **69** (5), 139 (1999).
- [5] S. Ramo. Proc. IRE, **27**, 584 (1939).
- [6] А.М. Иванов, Н.Б. Строкан. ЖТФ, **70** (2), 139 (2000).
- [7] М.Е. Бойко, В.К. Еремин, А.М. Иванов, Н.Б. Строкан, С.А. Голубков, Н.Н. Егоров, К.А. Коньков, А.И. Сидоров. ПТЭ, N 2, 1 (2000).
- [8] Е.М. Вербицкая, В.К. Еремин, Х.Х. Исмаилов, Л.С. Медведев, Н.Б. Строкан. ФТП, **21**, 1388 (1987).
- [9] И. Броудай, Дж. Мерей. *Физические основы микротехнологии* (М., Мир, 1985).

Редактор Л.В. Шаронова

Characteristics of semi-insulating GaAs radiation detectors

E.M. Verbitskaya, V.K. Eremin, A.M. Ivanov, N.B. Strokan, V.I. Vasilev, V.N. Gavrin⁺, E.P. Veretenkin⁺, Yu.P. Kozlov⁺, V.B. Kulikov*, A.V. Markov[≠], A.Ya. Polyakov[≠]

Ioffe Physicotechnical Institute,
Russian Academy of Sciences,
194021 Saint Petersburg, Russia

⁺ Institute for Nuclear Studies,
Russian Academy of Sciences,
117312 Moscow, Russia

* State Unitary Enterprise,
Research–Production Enterprise „Pulsar“,
105187 Moscow, Russia

[≠] Institute for Chemical Problems in Microelectronics,
109017 Moscow, Russia

Abstract Characteristics of detectors based on bulk semi-insulating GaAs are investigated using registration and spectroscopy of α -particles. The particular feature of these detectors is a linear dependence of the space charge region width (W) on the reverse bias voltage (U). The electric field penetration rate is of $1 \mu\text{m}/\text{V}$ that is promising for realization of the sensitive volume of ~ 1 mm. The limiting factor is the increase in the detector noise with increasing bias. In the study, characteristics of detectors processed as Schottky diodes with a metal film and of heterostructures with high doped epitaxial p^+ layers (compound semiconductors AlGaAs or GaAsSb) are compared. Performance of detectors as heterostructures enabled us to apply operational reverse bias beyond 1 kV and investigate non-equilibrium carrier transport properties and charge collection both in a weak (< 1 kV/cm) and strong (1–30 kV/cm) electric fields. It has been revealed that in either cases the carrier lifetime is of a few ns that is originated from an enlarged concentration of trapping centers (intrinsic defects EL2 mainly) that leads to incomplete charge collection. Analysis of a spectral line width however showed a high uniformity of the carrier lifetime over the SI GaAs bulk GaAs. It has been demonstrated that the amplification of the collected charge is observed when the electric field in the space charge region is about 30 kV/cm. The effect is qualitatively explained in the framework of the electric field focusing at the tip of the α -particle track. The local enhancement of the electric field up to $\sim 10^5$ V/cm results in the impact ionization performed by non-equilibrium electrons.