

# Динамика формирования фотоответа в детекторной структуре из арсенида галлия

© Г.И. Айзенштат<sup>†</sup>, М.А. Лелеков, О.П. Толбанов

Томский государственный университет,  
634034 Томск, Россия

(Получена 8 августа 2007 г. Принята к печати 21 августа 2007 г.)

Рассмотрено влияние эффектов захвата на характеристики детекторов ионизирующего излучения из полупрозрачного арсенида галлия. Генерация неравновесных электронов и дырок вдоль всей толщины активной области осуществлялась при освещении инфракрасным светодиодом с длиной волны 0.9 мкм. При этом моделировалась ситуация, которая возникает в приборной структуре при воздействии на нее рентгеновского излучения или потока высокоэнергетических электронов. Показано, что в этом случае изменение формы выходного сигнала со временем вызвано изменением профиля электрического поля вследствие захвата дырок на глубокие центры в арсениде галлия. Совершенно другое распределение электрического поля возникает в структуре при облучении полупрозрачного катода структуры красным светодиодом, излучение которого проникает в активную область всего на 1 мкм. В этом случае трансформация электрического поля обусловлена захватом электронов. При длительном воздействии такого излучения в приборе возникает режим тока, ограниченного пространственным зарядом.

PACS: 42.79.Pw, 81.05.Ea, 85.25.Oj, 85.30.De, 87.66.Pm

## 1. Введение

Полуизолирующий арсенид галлия служит основой для создания координатных детекторов рентгеновского излучения [1], при этом он практически не используется для производства фотодетекторов. Это связано с особенностями поведения приборных структур из полуизолирующего материала, где существенны эффекты захвата неравновесных носителей на глубокие центры. Известны работы, в которых рассмотрена динамика формирования фотоответа в приборах из полуизолирующего материала в условиях высокой интенсивности светового потока в присутствии эффектов захвата [2,3]. Анализ поведения таких структур строится на основе теории переходных инжекционных токов для режима тока, ограниченного пространственным зарядом (ТОПЗ). Важным условием существования режима ТОПЗ является наличие неограниченного „резервуара“ носителей на соответствующем контакте, у границы которого напряженность электрического поля равна нулю [4]. Эти условия часто не выполняются при работе GaAs-фотодетекторов, особенно при невысоких световых потоках, и тем не менее их характеристики свидетельствуют о наличии режимов ТОПЗ.

Цель работы заключалась в детальном рассмотрении механизмов, приводящих к появлению специфической формы фотоответа в указанных структурах.

## 2. Методика эксперимента

Для проведения экспериментальных исследований использовались пластины толщиной 500 мкм из полуизолирующего арсенида галлия, компенсированного хромом,

GaAs(Cr). На обеих поверхностях структуры создавали контакты с барьером Шоттки: на одной стороне из полупрозрачного слоя золота толщиной менее 10 нм, а на противоположной из напыленных слоев ванадия и золота. Импульсный источник света освещал пластину через полупрозрачный контакт; выходной сигнал с исследуемой структуры измерялся на цифровом осциллографе. В качестве источников излучения использовались красный светодиод с длиной волны  $\lambda = 0.66$  мкм и инфракрасный диод, у которого  $\lambda = 0.9$  мкм. Излучение красного светодиода поглощалось вблизи освещенного контакта на глубине 1 мкм, а излучение инфракрасного диода проникало на всю толщину структуры.

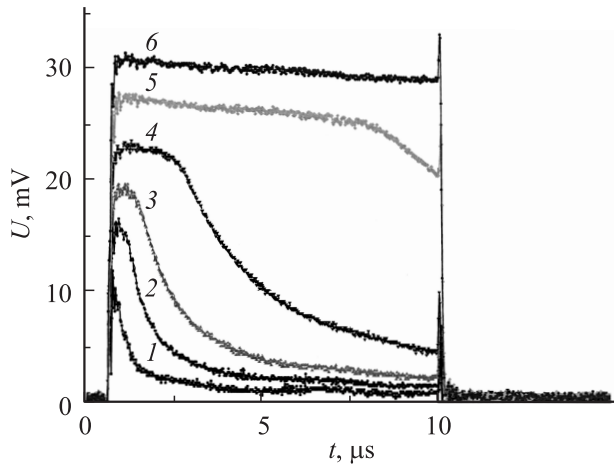
Измерения сигналов фотоответа проводились при комнатной температуре. Длительности импульсов, питающих светодиод, менялись от 0.2 до 10 мкс; частота следования импульсов  $f$  выбиралась из условия  $f < 10/\tau_M$  и равнялась 0.1 кГц, где  $\tau_M$  — максвелловское время релаксации. Сопrotивление нагрузочного резистора равнялось 200 Ом.

## 3. Результаты эксперимента и их обсуждение

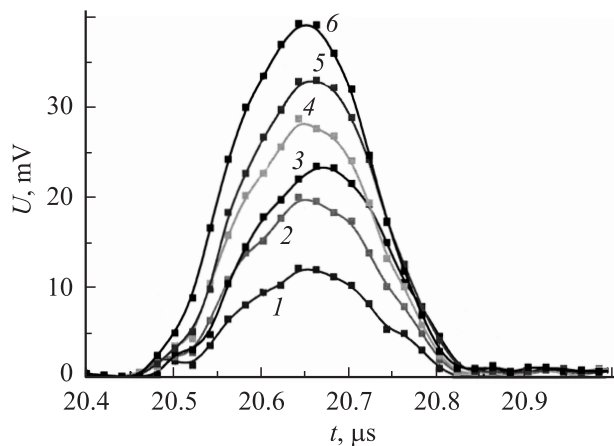
### 3.1. Красный светодиод

Осциллограммы фотоответа от красного светодиода для разных длительностей световых импульсов, воздействующих на прибор, представлены на рис. 1 и 2. Как видно из рис. 1, форма выходных сигналов при длительности импульса 9.2 мкс существенно зависит от амплитуды приложенного напряжения. При малых напряжениях амплитуда выходного импульса снижается с течением времени, а при напряжениях больших 150 В (напряженность электрического поля выше 3 кВ/см)

<sup>†</sup> E-mail: ayzen@mail.tomsknet.ru



**Рис. 1.** Осциллограммы сигналов фотоответа при длительности импульса 9.2 мкс для разных напряжений, приложенных к структуре (красный светодиод), В: 1 — 10, 2 — 20, 3 — 30, 4 — 50, 5 — 100, 6 — 300.



**Рис. 2.** Осциллограммы сигналов фотоответа при длительности импульса 0.2 мкс для разных напряжений, приложенных к структуре (красный светодиод), В: 1 — 10, 2 — 20, 3 — 30, 4 — 50, 5 — 100, 6 — 300.

форма выходного сигнала повторяет форму сигнала, поданного на светодиод. При длительности импульса порядка 0.2 мкс форма выходного сигнала остается неизменной (рис. 2), а меняется только амплитуда сигнала в зависимости от приложенного напряжения. Представленные на рис. 1 и 2 осциллограммы соответствуют ситуации, когда излучение диода поглощается у катода, и в активную область инжектируются электроны. При смене полярности выходной сигнал от дырок в 25 раз меньше, чем от электронов, что обусловлено меньшей подвижностью и меньшим временем жизни дырок.

Можно показать, что при малых длительностях сигнала исследуемая структура „работает“ как классический детектор ионизирующего излучения из полуизолирующего GaAs. Это следует из сравнения измеренной зависимости амплитуды выходного сигнала от напряжен-

ности электрического поля с расчетными зависимостями эффективности сбора заряда (CCE — charge collection efficiency), которые описываются известной формулой Хехта [5]. Для нашего случая ( $l_n \gg l_p$ ) формула Хехта выглядит следующим образом:

$$CCE_\gamma = \frac{l_n}{L} \left[ 1 - \exp\left(-\frac{L}{l_n}\right) \right], \quad (1)$$

где  $l_n = v(E)\tau_n$  — дрейфовая длина электронов, зависящая от электрического поля,  $v$  — скорость электронов,  $\tau_n$  — время жизни электронов,  $l_p$  — дрейфовая длина дырок,  $CCE_\gamma$  — эффективность сбора электронов от квантов, поглощенных вблизи освещаемой поверхности,  $L$  — толщина образца.

Если учесть, что амплитуда выходного сигнала пропорциональна заряду, прошедшему через детектор, то нормированная зависимость амплитуды выходного сигнала должна совпадать с зависимостями  $CCE_\gamma$  от напряженности электрического поля.

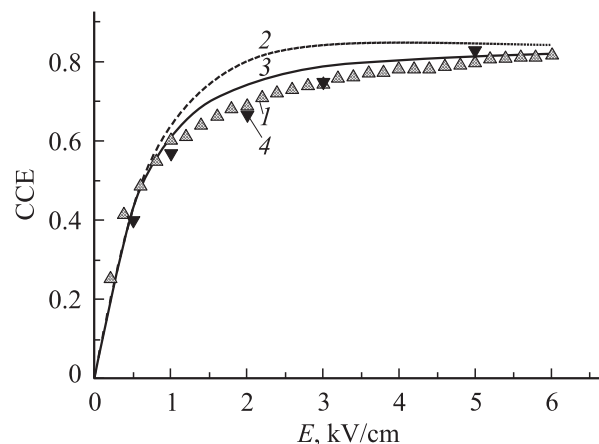
На рис. 3 представлена нормированная зависимость выходного сигнала в сравнении с расчетными зависимостями  $CCE_\gamma$ , построенными в соответствии с формулой (1), для разных аппроксимаций средней скорости электронов от напряженности электрического поля. Использовались аппроксимация Крёмера [6]:

$$v(E) = v_s \frac{E/E_s + (E/E_s)^4}{1 + (E/E_s)^4},$$

и аппроксимация Шура [7]:

$$v(E) = v_s \frac{|E|/E_s}{[1 + (|E|/E_s)^2]^{1/2}},$$

где  $E_s = v_s/\mu_n$  — поле насыщения,  $v_s = 1 \cdot 10^7$  см/с — скорость насыщения и  $\mu_n = 3500$  см<sup>2</sup>/(В·с) — подвижность электронов. Нормировка выходного сигнала от



**Рис. 3.** Экспериментальные и теоретические зависимости эффективности сбора заряда от напряженности электрического поля. 1 — нормированная зависимость выходного сигнала при облучении красным светодиодом; 2 —  $CCE_\gamma$ , построенная с использованием аппроксимации Крёмера [6]; 3 —  $CCE_\gamma$ , построенная с использованием аппроксимации Шура [7]; 4 —  $CCE_\gamma$ , полученная при облучении радиоактивным источником <sup>241</sup>Am.

напряженности электрического поля производилась с использованием данных эффективности сбора заряда тестовых детекторов, изготовленных на части исследуемой структуры при облучении их гамма-квантами с энергиями 13–17 кэВ от изотопа  $^{241}\text{Am}$ . Как видно из рис. 3, экспериментальная зависимость ССЕ находится в хорошем соответствии с расчетными значениями при величинах  $\tau_n = 12$  нс. Представленные экспериментальные данные указывают на то, что при малых длительностях импульсов реализуется ситуация, когда переходной ток не ограничен пространственным зарядом, поэтому для определения зависимостей  $\text{ССЕ}_\gamma$  и времени жизни носителей можно пользоваться данными рис. 2 и не использовать радиоактивные источники, которые обычно применяются для этих целей.

При увеличении длительности светового импульса в 45 раз до 9.2 мкс наблюдаются другие закономерности (рис. 1). Для низких значений напряжения ( $U < 100$  В) начиная с некоторого времени, зависящего от напряженности электрического поля, происходит монотонное падение амплитуды выходного сигнала, пока величина тока не достигнет некоторого стационарного значения. При более высоких значениях приложенного напряжения форма фотоответа повторяет форму входного импульса.

Форма фотоответа (рис. 1) имеет сходство с зависимостями, рассчитанными в работах [2], когда переходные токи формировались в условиях токов, ограниченных пространственным зарядом, с учетом захвата носителей на ловушки. В то же время, для нашего случая, максимальная плотность выходного тока  $j_{\text{max}} = 1.5\text{--}2$  мА/см<sup>2</sup> настолько мала, что заряд свободных неравновесных электронов ( $n = 1 \cdot 10^9\text{--}1.2 \cdot 10^9$  см<sup>-3</sup>) не может вызвать режим ТОПЗ, так как изменение электрического поля в структуре, обусловленное зарядом электронов, дрейфующих в электрическом поле, не должно превысить величину  $e n L / \epsilon \epsilon_0 \approx 10$  В/см, где  $e$  — заряд электрона,  $\epsilon \epsilon_0$  — диэлектрическая проницаемость.

Сильное искажение электрического поля может произойти, однако, вследствие накопления отрицательного заряда  $Q(t)$  на ловушках, захвативших электроны в течение действия импульса. Действительно, этот заряд можно оценить следующим образом:

$$Q = \int_0^t (j_{\text{max}} - j) dt, \quad (2)$$

где  $j_{\text{max}}$  — максимальная плотность тока при напряжении  $U \geq 300$  В,  $j(t)$  — плотность тока, меняющаяся со временем  $t$  при напряжении, меньшем 300 В. Тогда распределение напряженности электрического поля в структуре можно описать приближенной зависимостью:

$$E(x, t) \approx \frac{U}{L} - \frac{Q(t)}{2\epsilon \epsilon_0} + \frac{Q(t)x}{\epsilon \epsilon_0 L}. \quad (3)$$

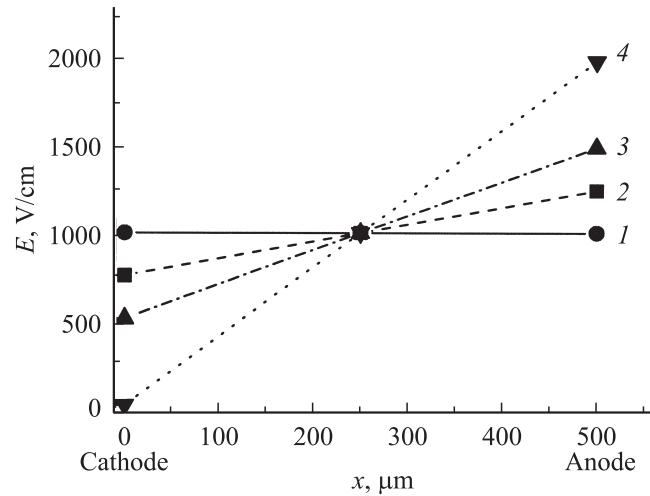


Рис. 4. Профиль электрического поля в структуре для разных моментов времени от начала действия импульса, мкс: 1 — 0, 2 — 1, 3 — 2, 4 — 3.3. Напряжение на аноде 50 В.

С использованием выражений (2) и (3) и осциллограмм рис. 1 были рассчитаны профили напряженности электрического поля в приборе для разных моментов времени. На рис. 4 показаны расчетные зависимости напряженности электрического поля в структуре при напряжении на аноде  $U = 50$  В для разных интервалов времени от начала действия импульса излучения.

Из этих зависимостей видно, что с течением времени, по мере накопления захваченного заряда происходит сильное искажение электрического поля и к моменту  $t = 3.3$  мкс в профиле электрического поля появляется виртуальный катод. Картина поля, трансформированная вследствие захвата электронов, полностью соответствует условиям существования режима ТОПЗ и ситуациям, которые были рассмотрены теоретически в работе [4]. Наличие области низкого поля вблизи катода приводит к накоплению электронов у катода и резко увеличивает время пролета носителей, что ведет к дальнейшему интенсивному захвату, который обуславливает падение тока до стационарного значения.

Теория ТОПЗ предсказывает квадратичную зависимость стационарного тока от напряжения („ловушечный“ квадратичный закон):

$$j \approx \theta \epsilon \epsilon_0 \mu_n U^2 / L^3, \quad (4)$$

где  $\theta$  — отношение средней концентрации инжектированных носителей в активную область к концентрации захваченных на ловушки электронов.

В нашем случае, как оказалось, выражение (4) не реализуется. Полученные данные, представленные на рис. 1, а также данные экспериментов с источниками света, имеющими  $\lambda = 0.66\text{--}0.87$  мкм, свидетельствуют о том, что стационарные значения тока зависят от приложенного напряжения линейно. Объяснением этому является следующее. При выводе выражения (4) в

работе [4] предполагалось, что время пролета заряда в структуре зависит от напряженности электрического поля и приблизительно равняется  $t \approx L^2/\mu_n U$ , в то время как для нашего случая оно близко к константе и примерно равно времени жизни электронов  $\tau_n$ . С учетом этого замечания формула (4) переходит в линейный закон:

$$j \approx \theta \varepsilon \varepsilon_0 U / \tau_n L. \quad (5)$$

Итак, результаты эксперимента показывают, что причиной аномальных характеристик фотодетекторов являются эффекты захвата, неминуемо переводящие их в режим ТОПЗ при выборе соответствующей длительности импульса.

### 3.2. Инфракрасный светодиод

Особый интерес представляет исследование фотоответа в GaAs-структуре при засветке ее инфракрасным светодиодом с длиной волны 0.9 мкм. В этом случае энергия квантов (1.38 эВ) меньше ширины запрещенной зоны, коэффициент поглощения в GaAs очень мал  $\alpha < 10 \text{ см}^{-1}$ . При этом излучение инфракрасного диода проникает на всю толщину структуры и выходной сигнал, как и при облучении рентгеном или высокоэнергетическими  $\beta$ -частицами, будет определяться средним значением сгенерированного заряда неравновесных электронов вдоль всей толщины прибора. Эффективность сбора заряда при регистрации  $\beta$ -частиц может быть получена интегрированием выражения (1) и она составляет

$$\text{CCE}_\beta \approx \frac{l_n}{L} \left[ 1 - \frac{l_n}{L} \left( 1 - \exp\left(-\frac{L}{l_n}\right) \right) \right]. \quad (6)$$

Можно показать, что амплитуда выходного сигнала  $U_{\text{out}}$  при воздействии инфракрасного излучения при условии  $\alpha L \ll 1$  будет пропорциональна величине  $\text{CCE}_\beta$ . Тот факт, что нормированная зависимость выходного сигнала ( $\text{CCE}_{\text{IR}}$ ) соответствует величине  $\text{CCE}_\beta$ , демонстрируется на рис. 5, где наряду с зависимостью  $\text{CCE}_{\text{IR}}$  представлены экспериментальная зависимость  $\text{CCE}_\beta$ , измеренная с использованием изотопа стронция  $^{90}\text{Sr}$ , а также теоретические зависимости для двух разных аппроксимаций  $v(E)$  в арсениде галлия. Отметим, что при смене полярности амплитуда выходного сигнала уменьшается в 1.6 раз.

При увеличении длительности импульсов наблюдается изменение формы фотоответа. На рис. 6 представлены осциллограммы зависимостей амплитуды выходных сигналов при воздействии на детектор инфракрасного излучения ( $\lambda = 0.9 \text{ мкм}$ ) длительностью 9.2 мкс.

При низких приложенных напряжениях форма выходного сигнала почти не искажена, увеличение приложенного напряжения приводит к появлению заметного искажения формы импульса, амплитуда которого падает со временем, и, наконец, при сильных электрических полях форма сигнала восстанавливается.

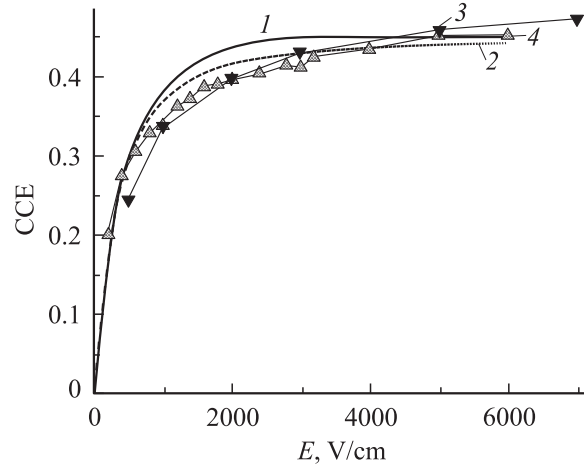


Рис. 5. Экспериментальные и теоретические зависимости эффективности сбора заряда от напряженности электрического поля. 1 —  $\text{CCE}_{\text{IR}}$ , нормированная зависимость выходного сигнала при облучении инфракрасным светодиодом; 2 —  $\text{CCE}_\beta$ , построенная с использованием аппроксимации Шура [7]; 3 —  $\text{CCE}_\beta$ , полученная при облучении радиоактивным источником  $^{90}\text{Sr}$ ; 4 —  $\text{CCE}_\beta$ , построенная с использованием аппроксимации Крэмера [6].

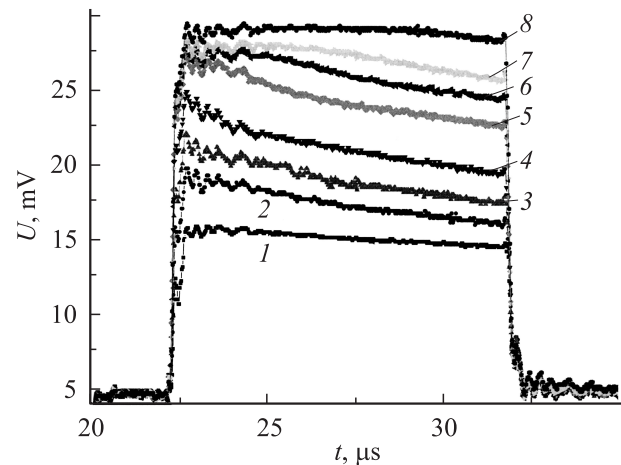


Рис. 6. Осциллограммы сигналов фотоответа при длительности импульса 9.2 мкс для разных напряжений, приложенных к структуре (инфракрасный светодиод), В: 1 — 10, 2 — 20, 3 — 30, 4 — 50, 5 — 100, 6 — 150, 7 — 200, 8 — 300.

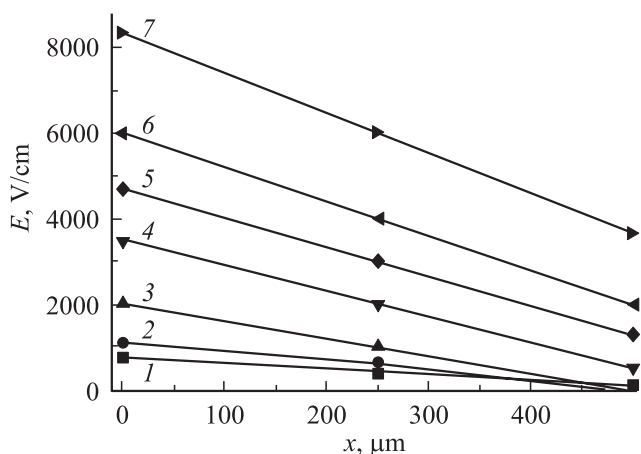
Можно предположить, что искажения формы импульса связаны с изменениями в распределении напряженности электрического поля вдоль структуры вследствие захвата неравновесных электронов и дырок, равномерно распределенных вдоль активной области. В слабых электрических полях ( $U = 10 \text{ В}$ ,  $E = 200 \text{ В/см}$ ), когда интенсивно захватываются не только дырки, но и электроны, суммарный заряд всех ловушек, захвативших неравновесные носители, близок к нулю. Поэтому распределение электрического поля практически однородно и форма фотоответа мало искажена. По мере увели-

Значения нескомпенсированного заряда дырок и максимального отклонения электрического поля от средней величины в конце действия импульса (при  $t = 9.2$  мкс) при разных напряжениях на структуре

$U$ , В	$E_{\text{mean}}$ , В/см	$Q_{\text{max}}$ , $10^{-9}$ Кл	$\Delta E_{\text{max}}$ , В/см
20	400	0.73	335
30	600	1.54	700
50	1000	2.31	1050
100	2000	3.3	1500
150	3000	3.85	1750
200	4000	4.4	2000
300	6000	5.17	2350

чения напряженности электрического поля ( $U = 50$  В,  $E = 1000$  В/см) уменьшается время пролета электронов в структуре, что приводит к уменьшению концентрации ловушек, захвативших электроны. При этом нарушается баланс между зарядом захваченных электронов и дырок, интенсивность захвата которых всегда выше, чем электронов в GaAs(Cr). Процесс перестройки электрического поля от равномерного к искаженному проходит постепенно во времени за счет накопления нескомпенсированного заряда дырок, что обуславливает монотонное падение тока во времени.

Полагая, что при  $U = 10$  В заряды захваченных электронов и дырок примерно равны, мы попытались оценить максимальный нескомпенсированный заряд дырок в конце действия импульса при разных напряжениях на структуре с использованием данных рис. 6 и выражения (2). Эти данные представлены в таблице. На рис. 7 показана реконструкция распределения электрического поля в структуре в конце действия импульса. Если в начале действия импульса поле однородно, то через 9 мкс оно максимально у катода и примерно равно  $E_{\text{cat}} = E_{\text{mean}} + \Delta E_{\text{max}}$ , где  $E_{\text{mean}}$  — средняя напряженность приложенного электрического поля в



**Рис. 7.** Распределение электрического поля в структуре ( $t = 9.2$  мкс) при разных напряжениях на аноде, В: 1 — 20, 2 — 30, 3 — 50, 4 — 100, 5 — 150, 6 — 200, 7 — 300.

структуре,  $\Delta E_{\text{max}}$  — максимальное отклонение напряженности поля у контакта. Напряженность электрического поля у анода минимальна, при этом  $E_{\text{an}} = E_{\text{mean}} - \Delta E_{\text{max}}$ . Различие в величине тока в начале и в конце выходных импульсов тока обусловлено различной интенсивностью захвата электронов в эти моменты, потому что время дрейфа электронов в неоднородном поле всегда больше, чем в однородном, при условии, что  $U = \text{const}$ . Последнее утверждение справедливо до тех пор, пока  $E_{\text{an}} < 3000\text{--}4000$  В/см, когда скорость электронов еще не равна скорости насыщения. В противном случае амплитуда импульса не меняется, как при напряжении  $U = 100$  В на рис. 6. Сравнение показывает (рис. 6), что при воздействии на структуру инфракрасного диода возникающее распределение электрического поля принципиально отличается от распределений, полученных от красного диода. Так, при использовании красного диода минимум поля находится у катода структуры, а для инфракрасного — у анода.

#### 4. Заключение

Анализ поведения детекторной структуры на основе полупроводникового арсенида галлия при воздействии на нее световых импульсов показал, что главными причинами, приводящими к аномальным характеристикам выходного сигнала в фотодетекторах, являются процессы захвата электронов и дырок на глубокие центры. В том случае, когда общий заряд  $Q$ , прошедший через прибор, подчиняется условию  $Q/(\epsilon\epsilon_0) \ll E_{\text{mean}}$  прибор может работать как фотодетектор, а амплитуда выходного сигнала прямо пропорциональна эффективности сбора заряда (ССЕ). При освещении приборов излучением красного и инфракрасного диапазонов в детекторах возникают существенно разные распределения зарядов ловушек и, как следствие, распределения электрического поля. Так, для красного светодиода провал напряженности электрического поля формируется у катода, а для инфракрасного у анода. Конечной стадией протекания тока в фотодетекторе, освещенном красным светодиодом, является режим ТОПЗ в условиях сильного захвата. Результаты экспериментов дали важный практический результат: показано, что с использованием коротких импульсов красного и инфракрасного излучений можно оценить полевые зависимости ССЕ и времена жизни неравновесных носителей заряда в полупроводниковом GaAs.

#### Список литературы

- [1] G.I. Ayzenshtat, E.A. Babichev, S.E. Baru. Nucl. Instrum. Meth. A, **509**, 268 (2003).
- [2] A. Many, G. Rakavy. Phys. Rev., **126** (6), 1980 (1992).
- [3] A. Many, S.Z. Weisz, M. Simhony. Phys. Rev., **126** (6), 1989 (1962).
- [4] М. Ламперт, П. Марк. *Инжекционные токи в твердых телах* (М., Мир, 1973).

- [5] H.K. Hecht. *Z. Phys.*, **7**, 235 (1932).  
[6] H. Kroemer. *IEEE Trans. Electron. Dev.*, **ED-15** (11), 819 (1968).  
[7] M. Shur. *GaAs Devices and Circuits* (N.Y., Plenum Press, 1987).

*Редактор Л.В. Беляков*

## **Dynamics of photoresponse generation in GaAs detector structure**

*G.I. Ayzenshtat, M.A. Lelekov, O.P. Tolbanov*

Tomsk State University,  
634034 Tomsk, Russia

**Abstract** The capture effects influence on the performance of the semiinsulating GaAs ionizing radiation detector is investigated. The nonequilibrium electrons and holes generation along the whole thickness of the active region is realized by means of the infrared LED lighting with the wavelength of  $0.9\mu\text{m}$ . Thus the situation that occurs in the device structure when there is the X-ray or high-energy electron stream influence is simulated. It's shown that under such conditions the output waveform changing with the time is due to the changing profile electric field when holes are captured by the deep centers of the GaAs. When the translucent cathode of the structure is subjected to red LED lighting, the radiation of which penetrates just for  $1\mu\text{m}$ , quite different electric field distribution occurs. In this case the electric field transformation is due to electron capture. When the radiation influence is long enough we obtain the space charge limited current mode.