

## Устойчивость обработанных протонами GaAs фотодетекторов к гамма-нейтронному облучению

© А.В. Мурель, С.В. Оболенский\*<sup>¶</sup>, А.Г. Фефелов\*, Е.В. Киселева\*

Институт физики микроструктур Российской академии наук,  
603950 Нижний Новгород, Россия

\* Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского,  
603950 Нижний Новгород, Россия

(Получена 16 декабря 2003 г. Принята к печати 30 декабря 2003 г.)

Исследованы характеристики облученных протонами эпитаксиальных *i*-GaAs-структур фотодетекторов со встречно-штыревой системой электродов до и после воздействия гамма-нейтронного облучения. Чтобы уменьшить темновой ток фотодетекторов, металлизация электродов производилась на облученных протонами *i*-GaAs-структурах, а затем проводилось вжигание при температуре 300°C в течение 30 мин, что приводило к частичному восстановлению проводимости эпитаксиального слоя. На основании измерений спектральных зависимостей фоточувствительности структур показано, что при энергиях оптических квантов, близких к ширине запрещенной зоны, фоточувствительность облученных протонами структур устойчива к воздействию гамма-нейтронного облучения, что позволяет предложить их для создания радиационно-стойких фотодетекторов.

### 1. Введение

При разработке устройств, функционирующих в условиях радиационного воздействия, часто стремятся использовать приборы, обладающие рекордными характеристиками, чтобы иметь „запас прочности“, компенсирующий радиационную деградацию.

В случае, когда указанного „запаса“ недостаточно, используют различного рода корректирующие цепочки, предназначенные для компенсации радиационного воздействия, что представляет собой сложную схемотехническую задачу из-за различного поведения элементов схемы при радиационном облучении. Вместе с тем в ряде задач не предъявляются сколько-нибудь существенные требования к самим характеристикам приборов, кроме стабильности их параметров при радиационном воздействии с высокими дозами. Реализация подобных свойств приборов позволяет получить выигрыш в параметрах устройства в целом за счет упрощения его схемы. Положительный эффект особенно сильно сказывается при разработке СВЧ устройств, в которых использование корректирующих цепочек затруднено.

Для создания СВЧ фотодетекторов (ФД) часто используются фотосопротивления, имеющие меньшие по сравнению с фотодиодами межэлектродные емкости. При разработке радиационно стойких ФД на основе фотосопротивлений ситуация осложняется тем, что для рабочих областей таких приборов традиционно используются высококачественные нелегированные кристаллы [1], которые практически не выдерживают радиационного воздействия. В таких материалах уже при дозах  $\gamma$ -облучения  $10^4 - 10^5$  Р и флюенсах нейтронного облучения  $10^{12} - 10^{13}$  см<sup>-2</sup> происходят значительные изменения времени жизни и подвижности носителей заряда [2]. Соответственно уменьшается и фоточувствительность

прибора, определяемая как отношение фототока к темновому току. Вместе с тем, если не обращать внимания на абсолютное значение фоточувствительности, а задаться требованием ее неизменности при больших дозах радиационного воздействия, то возможно использование в качестве активных областей детекторов материалов с изначально высокой концентрацией дефектов, желательна на 1–2 порядка больше, чем та, которую вводит паразитное радиационное облучение. В этом случае, помимо повышения радиационной стойкости, можно получить выигрыш в предельной частоте функционирования фотодетектора за счет малого времени жизни носителей заряда в облученном материале [1,2].

Исследованию влияния на полупроводниковые структуры и приборы технологического протонного и паразитного гамма-нейтронного облучений (каждого в отдельности) посвящено большое число публикаций [2–19]. Однако комплексное влияние различных видов радиационного воздействия неаддитивно [6] — процессы формирования и стабилизации дефектов, их комплексов и скоплений в твердом теле существенно зависят от свойств исходного материала [7]. Имеющиеся в кристалле дефекты могут становиться центрами захвата подвижных дефектов [7], многократное облучение полупроводника (переоблучение) способно снижать его сопротивление [8] и т.д. Таким образом, радиационная стойкость полупроводниковых структур, изначально содержащих высокие концентрации специально введенных радиационных дефектов и подвергающихся воздействию иных типов радиационного облучения, должна существенно отличаться от стойкости в случае бездефектного материала или переоблучения тем же видом радиационного излучения. В данной работе проведен анализ тенденций изменения характеристик спектра деления специально обработанных протонами эпитаксиальных GaAs-структур со встречно-штыревыми системами контактов при облучении гамма-нейтронным

<sup>¶</sup> E-mail: Obolensk@rfunn.ru

**Таблица 1.** Характеристики образцов, полученные на основе анализа температурных зависимостей ВАХ для различных видов облучения

№	Вид облучения*: доза, Р, флюенс, см <sup>-2</sup>	Высота барьера металл–полупроводник, эВ	Энергия активации по сопротивлению на начальном участке, эВ (концентрация носителей, см <sup>-3</sup> )	Объемное сопротивление образцов, Ом
Ф0	Исходный (обработанная протонами и частично отожженная структура)	0.380	0.35 (6.2 · 10 <sup>11</sup> )	1.5 · 10 <sup>6</sup>
Ф1	γ: 10 <sup>5</sup> Р	0.380	0.35 (6.2 · 10 <sup>11</sup> )	1.5 · 10 <sup>6</sup>
Ф2	γ: 10 <sup>6</sup> Р	0.525	0.617 (2 · 10 <sup>7</sup> )	5 · 10 <sup>6</sup>
Ф3	γ: 10 <sup>7</sup> Р	0.527	0.617 (2 · 10 <sup>7</sup> )	3 · 10 <sup>8</sup>
Ф4	γ: 10 <sup>4</sup> Р + n: 10 <sup>13</sup> см <sup>-2</sup>	0.368	0.313 (2.6 · 10 <sup>12</sup> )	1 · 10 <sup>7</sup>
Ф5	γ: 10 <sup>5</sup> Р + n: 10 <sup>14</sup> см <sup>-2</sup>	0.461	0.633 (1.1 · 10 <sup>7</sup> )	1 · 10 <sup>9</sup>

Примечание. \* γ — гамма-облучение, n — нейтронное облучение.

потоком. Спектр нейтронного излучения в диапазоне энергий 0.03–3 МэВ имел колоколообразную форму, средняя энергия нейтронов — 1.5 МэВ.

## 2. Исследуемые образцы и источники радиационного излучения

В качестве исходных исследуемых образцов были взяты GaAs эпитаксиальные структуры с изготовленной на них встречно-штыревой системой контактов (16 × 17 штырей); период структуры 25 мкм; межштыревой зазор 10 мкм; длина штыря 75 мкм. Эпитаксиальный слой был выращен газовой фазой на GaAs-подложке марки АГЧП с удельным сопротивлением 10<sup>8</sup> Ом·см, имел толщину 0.6 мкм и концентрацию электронов порядка 10<sup>14</sup> см<sup>-3</sup>. До металлизации структуры облучались протонами с энергиями 30, 60 и 90 кэВ и дозами по 4 · 10<sup>13</sup> см<sup>-2</sup> (облучение в течение 40 мин) для каждой энергии. Для металлизации использовалась стандартная эвтектика AuGe–Au, после нанесения которой проводилась операция вжигания омических контактов (300 °С, 30 мин в атмосфере аргона).

Согласно [8], при облучении протонами флюенсом ~ 10<sup>14</sup> см<sup>-2</sup> достигается максимальное для протонного воздействия сопротивление GaAs — 10<sup>8</sup> Ом·см и более. Воздействие температуры 400–450 °С приводит практически к полному отжигу радиационных дефектов [5]. В данной работе использовался отжиг при меньших температурах (300 °С), поэтому удельное сопротивление облученного протонами слоя восстанавливалось лишь до значений порядка 10<sup>4</sup> Ом·см, что достаточно для реализации качественной изоляции периферийных областей дискретных приборов и межприборной изоляции в монолитных интегральных схемах (МИС) [20]. Важно, что при использованном в работе отжиге в структуре остаются только термостабильные дефекты, что позволяет применять данную технологию для изготовления фотодетекторов в GaAs

МИС, содержащих мощные полевые транзисторы, активная область которых разогревается протекающим током до 150–200 °С [21].

Предполагая, что неаддитивность влияния различных видов радиационного облучения наиболее сильно проявляется при больших скоростях введения дефектов, для экспериментального исследования радиационной стойкости образцов в „наихудших условиях“ был выбран импульсный ядерный реактор. Длительность импульса гамма-нейтронного излучения составляла 350 мкс, флюенс нейтронов за один импульс 1 · 10<sup>14</sup> см<sup>-2</sup>, доза сопутствующих гамма-квантов за импульс около 100 кР, энергетический спектр частиц и квантов в диапазоне от 10 кэВ до 6 МэВ имел колоколообразный вид, средняя энергия нейтронов 1 МэВ. Также использовался изотопный источник гамма-излучения непрерывного действия (на основе <sup>60</sup>Со с энергией квантов 1 МэВ и дозой до 10<sup>6</sup> Р за сутки). В дальнейшем при обработке экспериментальных данных накопление Ge и Se в решетке GaAs за счет ядерных превращений не учитывалось, ввиду того что рассматриваемые в работе флюенсы были на три–четыре порядка меньше тех, которые используются для ядерного легирования [9]. Температура образцов при облучении не поднималась выше 320 К. Параметры облучения образцов приведены в табл. 1.

## 3. Эксперимент

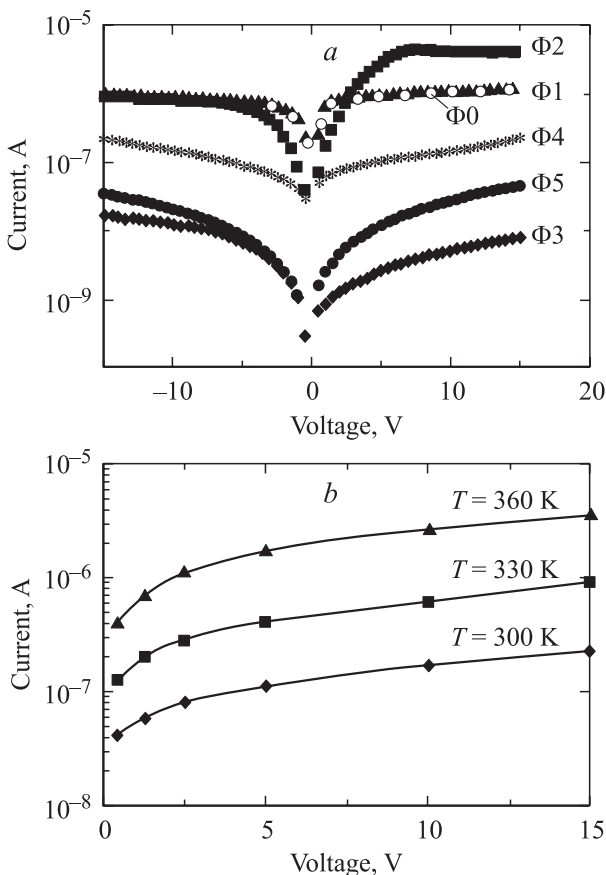
Для определения концентрации носителей заряда в полупроводнике и высоты барьера Шоттки в ходе работы исследовались зависимости ВАХ образцов от температуры. Неоднородности распределения темновой проводимости оценивались путем измерения сопротивления отдельных секций встречно-штыревой структуры. Контроль неоднородности распределения фотопроводимости в образцах осуществлялся при помощи сканирования световым пятном (фокусированное оптическое излучение от лампы накаливания) вдоль зазора встречно-штыревой системы электродов.

Экспериментальные вольт-амперные характеристики (ВАХ) образцов приведены на рис. 1. Аномальное поведение образца  $\Phi 2$ , у которого после облучения первоначально симметричная по отношению к смене знака напряжения ВАХ стала несимметричной, видимо, связано с технологическими различиями контактов. В дальнейшем для анализа характеристик этого образца использовалась правая часть ВАХ, соответствующая большей проводимости образца, т.е. минимизирующая паразитные контактные явления за счет прямого включения деградировавшего контакта.

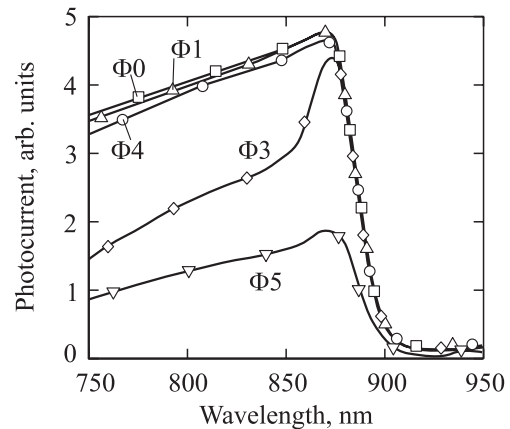
Разброс значений темновой проводимости встречно-штыревых структур составлял 5–8% от величины проводимости. При сканировании пятном светового излучения неоднородности распределения проводимости в структурах колебались в пределах 17%.

Для оценки утечек через подложку при комнатной температуре измерялись темновые и фотоиндуцированные ВАХ контрольных образцов (изготовленных на полуизолирующей подложке без предварительной протонной обработки с аналогичной встречно-штыревой системой электродов).

Изучение характеристик радиационных дефектов проводилось с помощью фотоиндуцированной токовой нестационарной спектроскопии (PICTS). Образец поме-



**Рис. 1.** Темновые ВАХ образцов: *a* — сравнение ВАХ образцов, облученных различными видами излучения; *b* — зависимость ВАХ образца  $\Phi 4$  от температуры.



**Рис. 2.** Зависимость фототока образцов от длины волны излучения.

чался в измерительную камеру и поддерживался при фиксированной температуре 300–360 К и постоянном напряжении смещения. При этом образец периодически облучался импульсами света с длиной волны, соответствующей преобладанию межзонной генерации носителей. Результирующий фототок усиливался быстродействующим усилителем и оцифровывался.

Результаты измерений спектральной фоточувствительности образцов изображены на рис. 2. В ходе измерений выявлены две группы образцов: в первой группе ( $\Phi 0$ ,  $\Phi 1$ ,  $\Phi 4$ ) фоточувствительность, начиная от максимального значения, соответствующего красной границе фотоэффекта, монотонно снижается по мере уменьшения длины волны оптического излучения; во второй группе ( $\Phi 3$ ,  $\Phi 5$ ) при длинах волн 850–870 нм скорость уменьшения фоточувствительности заметно выше, чем в диапазоне 750–850 нм.

## 4. Обработка экспериментальных данных

### А) Распределение радиационных дефектов в образце

На основании экспериментальных данных [5] и результатов оригинальных расчетов по методу Монте-Карло (программа TRIM) можно утверждать, что при технологическом протонном облучении в полупроводниковой структуре формируются точечные дефекты (ТД), основная часть которых содержится в слое толщиной около 1 мкм. При этом вблизи поверхности наблюдается уменьшение концентрации дефектов, которое до некоторой степени может сгладиться за счет диффузии и частичной рекомбинации ТД при технологической операции вжигания омических контактов.

Гамма-облучение благодаря большей глубине проникновения гамма-квантов в GaAs ( $\sim 1$  см) создавало практически равномерное распределение точечных дефектов по всей толщине образцов. Нейтронное облучение, в отличие от двух предыдущих, помимо ТД

формирует скопления точечных дефектов — кластеры (имеющие размеры 20–30 нм [2]), которые также равномерно распределены по объему материала (глубина проникновения нейтронов в GaAs ~ 10 см для энергии нейтронов 1 МэВ).

Как показали оценки, при максимальных флюенсах нейтронного и дозе гамма-облучения суммарная концентрация точечных дефектов, вводимых этими излучениями, имела величину 10–30% от концентрации дефектов, оставшихся в образце после обработки протонами и последующего отжига. Концентрация кластеров радиационных дефектов, генерируемых нейтронным излучением, примерно в 250 раз меньше, чем концентрация точечных дефектов [10]. При этом, как следует из табл. 1, и нейтронное, и гамма-облучение вызывало увеличение сопротивления образцов на 2–3 порядка. Отметим, что оценка концентрации стабильных радиационных дефектов проведена на основе данных [2] для случая их генерации в ненарушенном материале. Вместе с тем, как упоминалось ранее, концентрация дефектов при комплексном облучении не может быть найдена простым суммированием и должна контролироваться с помощью независимых измерений, что и реализовывалось в работе с помощью метода PICTS.

### Б) Обработка ВАХ образцов

Результаты измерений как темновых, так и фотоиндуцированных ВАХ при комнатной температуре показали, что сопротивление контрольных образцов (изготовленных на полужолирующей подложке) до и после гамма-нейтронного облучения оказалось существенно выше, чем у облученных протонами (с последующим отжигом) образцов соответственно до и после гамма-нейтронного воздействия. Это позволяет сделать вывод о том, что ток в образцах, облученных протонами, протекал непосредственно внутри эпитаксиального слоя с радиационными дефектами, не проникая в глубь подложки.

Для обработки температурных зависимостей темновых ВАХ использовался метод, предложенный в [11]. Определим напряжение на образце как

$$V = V_1 + V_b + V_2 = V_1 + IR_b + V_2,$$

где  $V$  — приложенное напряжение,  $V_1$ ,  $V_2$  — падение напряжения на контактных областях металл–полупроводник,  $V_b$  — падение напряжения на объеме полупроводника,  $I$  — обратный ток и  $R_b$  — объемное сопротивление полупроводника.

С учетом того что ток через контакт Шоттки в случае только термоэлектронной эмиссии определяется как  $I = I_s [1 - \exp(-qV_1/kT)]$ , получим

$$V = IR_b - (kT/q) \ln(1 - I/I_s).$$

При небольших смещениях, когда  $I$  менее  $0.9I_s$ , падение напряжения  $V_1$  очень мало (менее 0.6 В) и пренебрежимо по сравнению с приложенным напряжением.

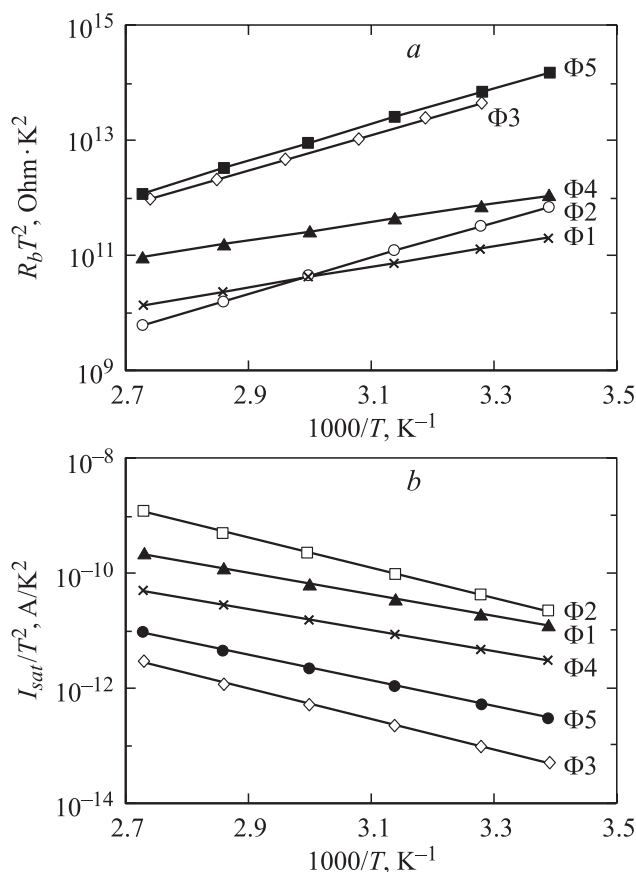


Рис. 3. Температурные зависимости: *a* — объемного сопротивления образцов; *b* — тока насыщения барьера Шоттки.

В этом режиме все приложенное смещение падает в основном на объемном материале GaAs и его сопротивление определяет ток через всю структуру. В такой ситуации ВАХ следует закону Ома, т.е.  $V = IR_b$ . С другой стороны, при высоких напряжениях  $I \rightarrow I_s$  член  $|\ln(1 - I/I_s)|$  становится большим и определяет зависимость тока от напряжения.

Анализ экспериментальных данных показал, что измеренная ВАХ с хорошей степенью точности описывается линейной функцией в диапазоне напряжений 0–0.5 В; в этой области было определено объемное сопротивление  $R_b$  и его зависимость от температуры (рис. 3, *a*), которая вблизи комнатных температур хорошо аппроксимировалась выражением [11]  $R_b \propto T^{-2} \exp[-q(E_c - E_F)/kT]$ . Последнее позволило определить положение уровня Ферми и концентрацию носителей в объеме полупроводника (табл. 1). Из температурной зависимости тока насыщения барьера Шоттки (рис. 3, *b*) оценивалась его высота.

В табл. 1 приведены соответствующие энергии активации и найденные по ним значения концентрации носителей и высоты барьера металл–полупроводник, которая при увеличении дозы гамма-облучения растет.

Возможно, это объясняется тем, что при воздействии гамма-облучения большая часть имеющихся в образ-

**Таблица 2.** Сопоставление полученных в работе параметров глубоких уровней в GaAs с литературными данными

Оригинальные данные				Литературные данные *		
Глубина залегания уровня, эВ	Сечение захвата, см <sup>2</sup>	Амплитуда сигнала PICTS, отн. ед.	Тип облучения	Глубина залегания уровня, эВ	Тип облучения	Источник
0.148 ± 0.014	5 · 10 <sup>-18</sup>	0.15	Протоны (Ф0)	0.14	Протоны	[15]
0.207 ± 0.004	2 · 10 <sup>-13</sup>	0.07		0.15		[18]
0.305 ± 0.012	2 · 10 <sup>-15</sup>	0.2		0.17–0.22		[15]
0.323 ± 0.028	5 · 10 <sup>-13</sup>	0.3		0.2		[18]
0.623 ± 0.029	7 · 10 <sup>-13</sup>	0.5		0.25		[18]
				0.25–0.29		[15]
			0.34	[15]		
			0.36	[14]		
			0.08	[12]		
0.115 ± 0.003	5 · 10 <sup>-17</sup>	1.2	Протоны + γ-кванты (Ф3)	0.12	γ-Кванты	[12]
0.213 ± 0.018	2 · 10 <sup>-14</sup>	1.4		0.13		[12]
0.259 ± 0.030	1 · 10 <sup>-17</sup>	1.5		0.14		[2]
0.272 ± 0.016	2 · 10 <sup>-16</sup>	1.1		0.20		[12]
0.312 ± 0.012	1 · 10 <sup>-15</sup>	0.9		0.30		[4]
				0.31		[12]
			0.38	[14], [2], [17]		
			0.5	[13]		
0.690 ± 0.149	3 · 10 <sup>-12</sup>	7.2	Протоны + γ-кванты + нейтроны (Ф5)	0.52	Нейтроны	[16]
0.942 ± 0.041	4 · 10 <sup>-10</sup>	6.5		0.58		[16]
				0.63		[16]
				0.72		[13]
			0.75	[16]		

Примечание. \* Литературные данные приведены только для уровней, лежащих в том же диапазоне, что и наблюдаемые в эксперименте.

це ТД начинает скапливаться у поверхности полупроводника на границе с металлом. Напротив, закрепление точечных дефектов в кластерах при нейтронном облучении до некоторой степени препятствует их стоку к поверхности.

Некоторое увеличение концентрации носителей заряда при малых ( $10^{13} \text{ см}^{-3}$ ) флюенсах нейтронного облучения, возможно, вызвано процессом формирования устойчивых кластеров радиационных дефектов, аккумулирующих точечные дефекты из окружающего пространства. Несмотря на этот процесс, проводимость образцов, видимо, будет уменьшаться монотонно из-за снижения подвижности носителей заряда, обусловленной рассеянием на области пространственного заряда кластеров дефектов.

В работе [5] обсуждалось влияние протонного облучения на границу раздела AuGe- $n^+$ -GaAs. Было показано, что облучение может приводить к процессам, аналогичным формированию омического контакта при вжигании, в случае, когда толщина слоя металла подобрана так, что процесс дефектообразования происходит в основном вблизи границы раздела AuGe- $n^+$ -GaAs. В данной работе при гамма-облучении наблюдалось лишь изменение высоты барьера, поскольку излучение поглощалось во всем объеме полупроводника, т. е. по большей части вдали от границы раздела металл-полупроводник, а форми-

рование омического контакта к  $i$ -GaAs было затружено из-за его малого уровня легирования.

## В) Обработка данных PICTS

Параметры надежно фиксируемых глубоких уровней, полученные при обработке данных PICTS, приведены в табл. 2.

Влияние комплексного (протонного, гамма- и нейтронного) радиационного воздействия неаддитивно: по мере набора дозы  $\gamma$ -квантов дефекты и их комплексы, возникшие при протонном облучении, перестраиваются (возможно, перераспределяются) так, что образуются дефекты с более мелкими уровнями. Сопоставление полученных данных с результатами работ [2,4,12–18] (табл. 2) показывает, что комплексное протон-гамма воздействие приводит к генерации дефектов с более мелкими, имеющими меньшие сечения захвата уровнями, которые не могут быть центрами эффективной рекомбинации фотовозбужденных носителей заряда.

При воздействии быстрых нейтронов наблюдается классическая картина возникновения высокой концентрации дефектов, характеризующихся глубокими уровнями с большими сечениями захвата носителей заряда (так называемая  $U$ -полоса в DLTS-спектре [13]), которые будут являться эффективными центрами рекомбинации.

## Г) Обработка результатов измерений спектральной фоточувствительности образцов

Высказанные в предыдущих пунктах предположения о характере процесса рекомбинации подтверждаются при анализе изменения фоточувствительности образцов, которая вычислялась как отношение приращения тока образцов при освещении к темновому току (рис. 2).

В области максимума фототока образца (длины волн 840–870 нм) глубина поглощения оптического излучения составляет около 1 мкм [7]. Таким образом, на величину фототока будут оказывать влияние дефекты, содержащиеся во всем объеме облученного протонами материала. Напротив, при длинах волн менее 0.8 мкм поглощение фотонов происходит в приповерхностном слое образца (толщиной около 0.1 мкм) [7], т.е. существенное влияние на генерацию–рекомбинацию носителей и фототок в целом оказывают дефекты, содержащиеся *вблизи поверхности*.

При увеличении флюенса нейтронного облучения (образцы Ф4 и Ф5) фототок исходного образца уменьшается практически одинаково во всем диапазоне поглощаемых длин волн (рис. 2), так как кластеры радиационных дефектов, наиболее сильно влияющие на рекомбинацию носителей, распределены в материале равномерно и практически неподвижны. Ловушки, соответствующие кластерам, лежат вблизи середины запрещенной зоны и имеют большое сечение захвата, что обуславливает существенное увеличение как поверхностной, так и объемной рекомбинации.

Из рис. 3 видно, что для образца Ф3 слабое изменение фоточувствительности наблюдается только в диапазоне 840–870 нм, иными словами, *влияние  $\gamma$ -облучение скажется слабо при объемном поглощении и сильно — при поверхностном*. Данный факт не может быть объяснен увеличением эффективности рекомбинации вблизи поверхности образца, так как спектроскопия глубоких уровней показывает, что концентрации и эффективность (сечение захвата) ловушек в образцах после гамма-облучения уменьшились.

Отметим, что максимум на зависимости фототока не может быть объяснен диффузией носителей из облученного протонами слоя в подложку из-за малого значения коэффициента диффузии в сильнодефектных образцах арсенида галлия. В [2] показано, что при подобных концентрациях дефектов в GaAs время жизни составляет величину порядка 10 пс, что соответствует диффузионной длине около 0.1 мкм, в то время как глубина поглощения оптического излучения 0.1–1 мкм в зависимости от длины волны.

По-видимому, основной причиной наблюдаемого увеличения поверхностной рекомбинации является изменение поверхностного потенциала при гамма-облучении. Снижение тангенциальной компоненты электрического поля в приповерхностном слое до некоторой степени подавляет процесс разделения неравновесных носителей

заряда и тем самым приводит к увеличению скорости рекомбинации. Косвенным подтверждением этого является зафиксированное изменение высоты барьера Шоттки (табл. 1).

Как известно, при облучении *p-n*-переходов нейтронным и гамма-облучением возрастает темновой ток диодов за счет увеличения термогенерации [19], в то же время из-за уменьшения времени жизни [2] фототок диодов снижается, т.е. фоточувствительность резко уменьшается. Для полупроводниковых фотоспротивлений ситуация иная: из-за увеличения сопротивления при облучении [2] изменение темнового тока и фототока имеют „один знак“, так что величина изменения фоточувствительности определяется соотношением скоростей роста сопротивления полупроводника и уменьшения времени жизни носителей заряда. Эти скорости обычно не совпадают, а для нейтронного облучения к тому же зависят от величины флюенса [19], так что зависимость времени жизни от флюенса облучения при флюенсах более  $10^{13}$  см<sup>-2</sup> начинает насыщаться [19]. Как показали оценки на основании данных [2,19], отношение времени жизни в *i-GaAs* к его удельному сопротивлению изменяется в 2 раза уже при флюенсах нейтронного излучения около  $1.5 \cdot 10^{13}$  см<sup>-2</sup>.

Для исследованных в работе образцов наблюдается незначительное (в диапазоне длин волн около 870 нм) уменьшение фоточувствительности структуры при воздействии гамма-облучения и уменьшение лишь в 2 раза при воздействии нейтронного излучения с флюенсами  $10^{14}$  см<sup>-2</sup>. Последнее позволяет заключить, что изменение сопротивления образцов и времени жизни носителей заряда при гамма-нейтронном облучении синхронизовано из-за перечисленных выше эффектов перестройки и перераспределения дефектов.

Таким образом, предложенные в работе конструкция и технология формирования встречно-штыревых структур на облученном протонами эпитаксиальном слое нелегированного GaAs позволяет получить фотодетекторы с высокой радиационной стойкостью к гамма-нейтронному воздействию.

## 5. Заключение

По итогам проведенной работы можно сделать следующие выводы.

1. Наличие радиационных дефектов обуславливает уменьшение концентрации носителей заряда и увеличение сопротивления образцов на 2 порядка.
2. Накопление радиационных дефектов на границе металл–полупроводник обуславливает увеличение потенциального барьера, существенно влияющее на темновой ток насыщения структур.
3. Уменьшение фоточувствительности структур при больших флюенсах нейтронного облучения связано с захватом и быстрой рекомбинацией носителей заряда через дефектные уровни в окрестности кластеров радиационных дефектов, генерируемых быстрыми нейтронами.

4. По мере набора дозы гамма-квантов разрушаются комплексы дефектов, возникшие при протонном облучении (уровни с температурой пиков PICTS  $T = 300\text{--}320\text{ K}$ ), и возникают мелкие уровни с характерной температурой порядка  $100\text{--}200\text{ K}$  и небольшим сечением захвата. В то же время при комбинированном гамма-нейтронном облучении, наоборот, возникновение мелких уровней подавляется, а формируются характерные для нейтронного облучения уровни с температурой пиков PICTS  $320\text{--}340\text{ K}$  и высоким сечением захвата.

5. При энергии оптических квантов, близкой к ширине запрещенной зоны, фоточувствительность структуры устойчива к воздействию облучений, что объясняется синхронизацией скоростей изменения темного сопротивления и амплитуды фототока образцов при гамма- и гамма-нейтронном облучении.

6. Указанные результаты позволяют рекомендовать предложенные в статье конструкцию и технологию для изготовления радиационно-стойких фотодетекторов.

## Список литературы

- [1] С.М. Зи. *Физика полупроводниковых приборов* (М., Энергия, 1973).
- [2] Е.Р. Аствацатурьян, Д.В. Громов, В.М. Ломако. *Радиационные эффекты в приборах и интегральных схемах на арсениде галлия* (Минск, Университетское, 1992).
- [3] Р. Зулиг. В сб.: *Арсенид галлия в микроэлектронике* (М., Мир, 1988).
- [4] А.В. Бобыль, Р.В. Конакова, В.К. Кононов, В.Г. Малинин, М.М. Малышев, И.В. Прокопенко, М.И. Слуцкий, Ю.Ф. Тхорик. *Электрон. техн. Сер. Управление качеством*, (4), 31 (1992).
- [5] В.А. Козлов, В.В. Козловский. *ФТП*, **35**, 769 (2001).
- [6] С.В. Оболенский. *Физика и химия обраб. материалов*, 5 (2001).
- [7] В.С. Вавилов, Н.А. Ухин. *Радиационные эффекты в полупроводниках и полупроводниковых приборах* (М., Атомиздат, 1969).
- [8] В.Н. Брудный, А.И. Потапов. *ФТП*, **35**, 1423 (2001).
- [9] В.Н. Брудный, Н.Г. Колин, Д.И. Меркурисов, В.А. Новиков. *ФТП*, **35**, 739 (2001).
- [10] В.П. Кладько, В.П. Пляцко. *ФТП*, **32**, 261 (1998).
- [11] Y.L. Luo, T.P. Chen, S. Fang, C.D. Beling. *Sol. St. Commun.*, **101**, 715 (1997).
- [12] Д. Ланг. В сб.: *Точечные дефекты в твердых телах. Сер. Новости физики твердого тела* (М., Мир, 1979) вып. 9, с. 187.
- [13] В.А. Новиков, В.В. Пешев. *ФТП*, **32**, 411 (1998).
- [14] S.A. Goodman, F.D. Auret, M. Ridgway, G. Myburg. *Nucl. Instrum. Meth. B*, **148**, 446 (1999).
- [15] C. Chiossi, F. Nava, C. Canali, S. D'Auria, C. del Papa, A. Castaldini, A. Cavallini, C. Lanzieri. *Nucl. Instrum. Meth. A*, **388**, 379 (1997).
- [16] В.Н. Брудный, Н.Г. Колин, В.А. Новиков, А.И. Нойфех, В.В. Пешев. *ФТП*, **31**, 811 (1997).
- [17] В.Н. Брудный, В.В. Пешев. *ФТП*, **37**, 22 (2003).
- [18] F. Nava, P. Vanni, A. Cavallini, A. Castaldini, C. Canali, A. Alberigi Quaranta, C. Lanzieri. *Nucl. Phys. B*, **61B**, 432 (1998).
- [19] Ф.П. Коршунов, Г.В. Гатальский, Г.М. Иванов. *Радиационные эффекты в полупроводниковых приборах* (Минск, Наука и техника, 1978).
- [20] С.В. Оболенский, В.Д. Скупов. *Письма ЖТФ*, **26**, 1 (2000).
- [21] М. Шур. *Современные приборы на основе арсенида галлия* (М., Мир, 1991).

Редактор Л.В. Беляков

## Hardness of proton irradiated GaAs photodetectors to gamma-neutron irradiation

A.V. Murel, S.V. Obolensky\*, A.G. Fefelov\*, E.V. Kiselyova\*

Institute for Physics of Microstructures,  
603950 Nizhny Novgorod, Russia  
\* Nizhny Novgorod State University,  
603600 Nizhny Novgorod, Russia

**Abstract** The characteristics of proton irradiated epitaxial *i*-GaAs interdigitated structures induced by the combined gamma and neutron irradiation have been investigated. On the basis of spectral photosensitivity measurements it has been shown that if the optical quanta energies are close to those of the bandgap, the photosensitivity of the proton irradiated structures maintains stability against gamma-neutron irradiation influence, which allows us to use these data in fabricating the radiation-hardened photodetectors.