

## Преобразование субнаносекундных лазерных импульсов в электрический ток многопереходными фотопреобразователями: роль туннельных диодов

© И.А. Толкачев, В.С. Юферев

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

E-mail: valyuf.amm3@mail.ioffe.ru

Поступила в Редакцию 5 мая 2025 г.

В окончательной редакции 24 июня 2025 г.

Принята к публикации 22 октября 2025 г.

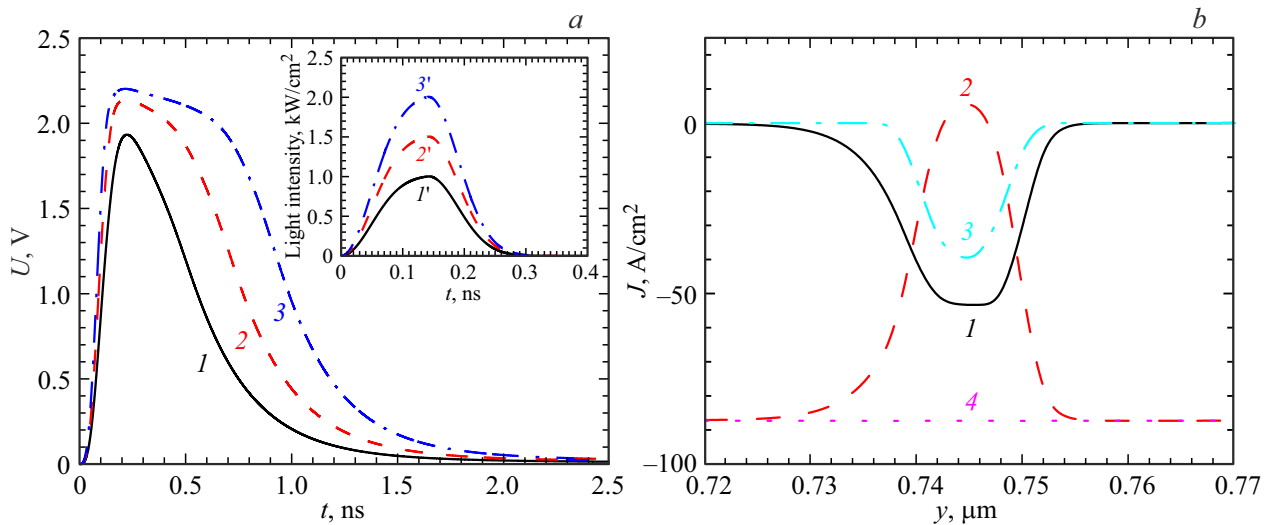
Используя численное моделирование, исследуется роль встречно включенных туннельных диодов в многопереходных монокристаллических фотопреобразователях в процессе преобразования мощных субнаносекундных лазерных импульсов в импульс напряжения на подключенной нагрузке. Показано, что в этом случае, в отличие от стационарного лазерного излучения, туннельные диоды уже не являются ключевыми элементами многопереходного фотопреобразователя, без которых его функционирование оказывается невозможным, поскольку туннельные токи замещаются токами смещения. Впервые на примере двух-, трех- и шестипереходных  $p-i-n$ -фотопреобразователей, работающих в импульсном режиме, показана возможность их функционирования либо без туннельных диодов, либо при существенном снижении требований к их параметрам.

**Ключевые слова:** встречно включенные туннельные диоды, ток смещения, многопереходные монокристаллические фотопреобразователи, субнаносекундные мощные лазерные импульсы.

DOI: 10.61011/FTP.2025.07.62002.8065

Монокристаллические многопереходные фотопреобразователи (МФП) лазерного излучения, состоящие из нескольких эпитаксиально выращенных фотоактивных слоев с одним  $p-n$ -переходом (субпреобразователей), которые расположены друг над другом и соединены последовательно посредством встречно включенных туннельных диодов (ТД), позволяют в фотовольтаическом режимекратно увеличить по сравнению с однопереходными ФП выходное напряжение на нагрузке и обеспечить высокую эффективность преобразования оптической мощности в электрическую. Считается, что именно ТД обеспечивают реализацию этого преимущества, поскольку если ток через МФП остается меньше пикового тока туннельных диодов, то падение напряжения на ТД или, другими словами, на барьере между смежными субпреобразователями (СУБПР) оказывается малым и практически не влияет на величину падения напряжения на нагрузке. В противном случае, если ТД отсутствуют либо интенсивность лазерного излучения настолько велика, что ток превышает пиковые токи туннельных диодов, то падения напряжения на границах между смежными СУБПР существенно возрастают и могут скомпенсировать, поскольку направлены в противоположную сторону, значительную долю падения напряжения на фотоактивных  $p-n$ -переходах МФП. В результате характеристики МФП будут практически совпадать с характеристиками однопереходных ФП. Однако все это справедливо лишь в случае, если интенсивность излучения не меняется или слабо меняется во времени и МФП практически работает в стационарном режиме. Именно эта ситуация деталь-

но исследовалась в литературе (см., например, [1]). При этом оказалось, что в стационарном случае МФП в принципе могут иметь несколько режимов работы, т.е. несколько нагрузочных характеристик [2]. Совсем другая ситуация, однако, возникает, когда МФП предполагается использовать, например, в системах радиофотоники [3] для преобразования мощных лазерных импульсов наносекундного диапазона. Естественно ожидать, что в этом случае на протекание тока в МФП существенное влияние должны оказывать емкостные эффекты и, в частности барьерные емкости ТД. Насколько нам известно, применительно к МФП эта сторона проблемы до сих пор в литературе не рассматривалась. Можно указать лишь работы, посвященные отклику отдельного фотодетектора, к которому приложено обратное смещение, на возбуждение коротким лазерным импульсом (см., например, [4]). Поэтому цель настоящей работы — численное исследование особенностей преобразования в фотовольтаическом режиме мощных субнаносекундных лазерных импульсов в электрический ток многопереходными ФП, подключенными к внешней нагрузке. В качестве последней было выбрано омическое сопротивление 50 Ом. Выбор нагрузки объясняется тем, что указанная нагрузка используется в СВЧ технике, а МФП, как предполагается, могут найти эффективное применение при решении этих задач. Учитывая сложности моделирования структур с несколькими ТД [2], основное внимание было уделено рассмотрению двух- и трехпереходных ФП. При этом вопросы согласования МФП с нагрузкой не рассматривались, поскольку при малом числе фотоак-



**Рис. 1.** *a* — фотоотклики двухпереходного ФП на лазерные импульсы с пиковой плотностью мощности  $P_{\text{peak}} = 1020$  (1), 1530 (2), 2040 Вт/см<sup>2</sup> (3). На вставке — соответствующие лазерные импульсы длительностью 140 пс и при длине волны 830 нм. *b* — распределения плотности тока смещения (1), тока проводимости (2), туннельного тока (3) и полного тока (4) в области ТД ФП в момент времени 217 пс при  $P_{\text{peak}} = 1530$  Вт/см<sup>2</sup>.

тивных переходов нагрузка 50 Ом не будет оптимальной. Эта сторона проблемы решается путем увеличения либо числа переходов в МФП, либо числа последовательно соединенных МФП. Рассматривался процесс межзонного туннелирования, который учитывался посредством введения дополнительного рекомбинационного члена в диффузионно-дрейфовых уравнениях, используя нелокальную модель [5,6]. Туннельные эффективные массы были взяты равными  $m_{e,\text{tun}} = 0.044$ ,  $m_{h,\text{tun}} = 0.44$ . Излучение с длиной волны 830 нм вводилось слева через *p*-область. Параметры структур моделируемых ФП представлены в табл. 1 и 2. Структуры имели площадь 0.00049 см<sup>2</sup> и состояли из широкозонного окна, двух или трех СУБПР, тыльного барьера и буфера. Каждый СУБПР являлся *p-i-n*-диодом для улучшения разделения фотоносителей. Толщины СУБПР определялись из условия равенства количества фотонов, поглощенных в каждом СУБПР. Коэффициенты поглощения зависели от концентрации легирующей примеси и согласно данным, приведенным в работе [7], были взяты равными в *p*-слое — 0.87, *n*-слое — 0.8 и *n*<sub>0</sub>-слое — 1.0 обратных микрон. Учитывалась рекомбинация Шокли-Рида и излучательная рекомбинация. Времена жизни электронов и дырок считались одинаковыми и были равны 10 нс в *n*<sub>0</sub> слоях и 3 нс в остальных слоях структуры. Подвижности электронов и дырок описывались стандартными зависимостями от концентрации легирующей примеси и электрического поля. Отрицательная дифференциальная подвижность электронов не учитывалась. Процессы перепоглощения фотонов не рассматривались. Во всех расчетах длительность лазерного импульса была одной и той же FWHM = 140 пс. На рис. 1, *a* представлены фотоотклики 2-переходного ФП на оптические импуль-

сы, показанные на вставке к этому рисунку. Видно, что уже при пиковой плотности оптической мощности, большей 1500 Вт/см<sup>2</sup>, максимальное напряжение на нагрузке практически перестает возрастать, наступает насыщение, когда электрическое поле в СУБПР перестает эффективно разделять носители зарядов и длительность отклика (импульса напряжения) начинает увеличиваться. Максимальная плотность тока при этом составляет 88 А/см<sup>2</sup>, а максимальная эффективность ~ 10%. На рис. 1, *b* показаны распределения различных компонент плотности тока в области туннельного диода в момент времени, когда напряжение на нагрузке в импульсе достигает максимума. Видно, что ток проводимости близок к нулю, а ток смещения на 30% превосходит туннельный ток. Это означает, что только меньшая часть носителей заряда, подходящих к туннельному диоду, туннелирует через барьер, а остальные не могут его преодолеть, создают диполь, который понижает поле в ТД и тем самым вызывает появление тока смещения, который вносит главный вклад в протекание тока между смежными СУБПР. Заметим, что при этом токи смещения в *p-n*-переходах СУБПР оказываются более чем в 5 раз меньше токов смещения в ТД. Однако это является вполне естественным, поскольку указанные переходы в отличие от *p-n*-перехода на границе между СУБПР не являются препятствием для протекания тока. Соответственно, возникающий диполь будет слабее и вызовет меньшее изменение напряженности электрического поля и меньший ток смещения.

Можно было бы предположить, что эффект замещения туннельного тока током смещения в ТД связан с превышением плотности тока над величиной пикового тока ТД и вытекающим отсюда переходом

Таблица 1. Структура двухпереходного ФП

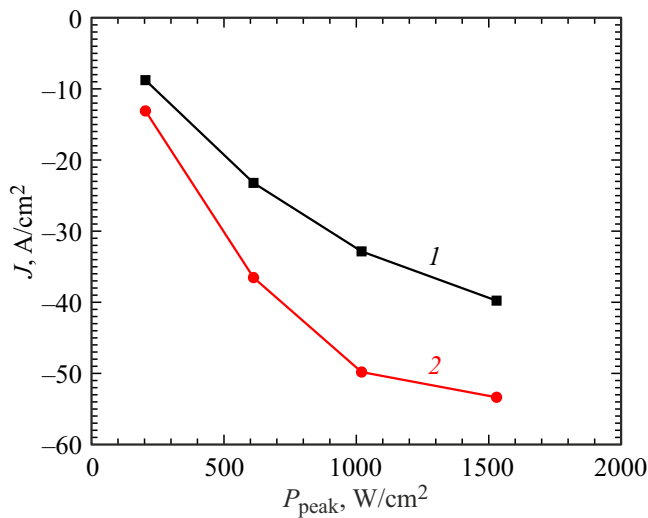
Материал	Концентрация доноров $N_D$ , см <sup>-3</sup>	Концентрация акцепторов $N_A$ , см <sup>-3</sup>	Толщина слоя $h$ , мкм
$p\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ , $x = 0.3$	—	$2 \cdot 10^{19}$	0.04
$p\text{-GaAs}$	—	$2 \cdot 10^{18}$	0.2
$n_0\text{-GaAs}$	$1 \cdot 10^{15}$	—	0.368
$n\text{-GaAs}$	$1 \cdot 10^{18}$	—	0.12
$n^{++}\text{-GaAs}$	$2 \cdot 10^{19}$	—	0.02
$p^{++}\text{-GaAs}$	—	$6 \cdot 10^{19}$	0.02
$p\text{-GaAs}$	—	$2 \cdot 10^{18}$	0.4
$n_0\text{-GaAs}$	$1 \cdot 10^{15}$	—	0.9
$n\text{-GaAs}$	$1 \cdot 10^{18}$	—	1.93
$n\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ , $x = 0.3$	$3 \cdot 10^{18}$	—	0.2
$n\text{-GaAs}$	$6 \cdot 10^{18}$	—	0.25
$n\text{-GaAs}$	$2 \cdot 10^{18}$	—	0.3

Таблица 2. Структура трехпереходного ФП

Материал	Концентрация доноров $N_D$ , см <sup>-3</sup>	Концентрация акцепторов $N_A$ , см <sup>-3</sup>	Толщина слоя $h$ , мкм
$p\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ , $x = 0.3$	—	$5 \cdot 10^{19}$	0.3
$p\text{-GaAs}$	—	$1 \cdot 10^{18}$	0.08
$n_0\text{-GaAs}$	$1 \cdot 10^{15}$	—	0.25
$n\text{-GaAs}$	$1 \cdot 10^{18}$	—	0.07
$n^{++}\text{-GaAs}$	$1 \cdot 10^{19}$	—	0.01
$p^{++}\text{-GaAs}$	—	$1 \cdot 10^{19}$	0.01
$p\text{-GaAs}$	—	$1 \cdot 10^{18}$	0.11
$n_0\text{-GaAs}$	$1 \cdot 10^{15}$	—	0.43
$n\text{-GaAs}$	$1 \cdot 10^{18}$	—	0.11
$n^{++}\text{-C}$	$1 \cdot 10^{19}$	—	0.01
$p^{++}\text{-GaAs}$	—	$1 \cdot 10^{19}$	0.01
$p\text{-GaAs}$	—	$1 \cdot 10^{18}$	0.77
$n_0\text{-GaAs}$	$1 \cdot 10^{15}$	—	0.9
$n\text{-GaAs}$	$1 \cdot 10^{18}$	—	0.78
$n\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ , $x = 0.3$	$3 \cdot 10^{18}$	—	0.2
$n\text{-GaAs}$	$6 \cdot 10^{18}$	—	0.25
$n\text{-GaAs}$	$2 \cdot 10^{18}$	—	0.3

с туннельной ветви ВАХ ТД на инжекционную. Чтобы убедиться в этом, мы провели аналогичные расчеты для значительно меньших плотностей оптической мощности, когда уж точно можно было ожидать, что носители предпочтут туннелировать через барьер и ток смещения окажется пренебрежимо малым. Результаты представлены на рис. 2. Как можно видеть, этого не случилось и ток смещения по-прежнему всюду значительно превышает туннельный ток. Указанный факт можно прокомментировать следующим образом. Для возникновения туннельного тока квазиуровни Ферми в  $n$ - и  $p$ -слоях ТД должны сместиться относительно друг друга, а это означает возникновение разности потенциалов, электрического диполя, который ее будет поддерживать, и, следовательно, тока смещения. Таким образом, оказывается, что для преобразования коротких лазерных импульсов с помощью МФП туннельные ди-

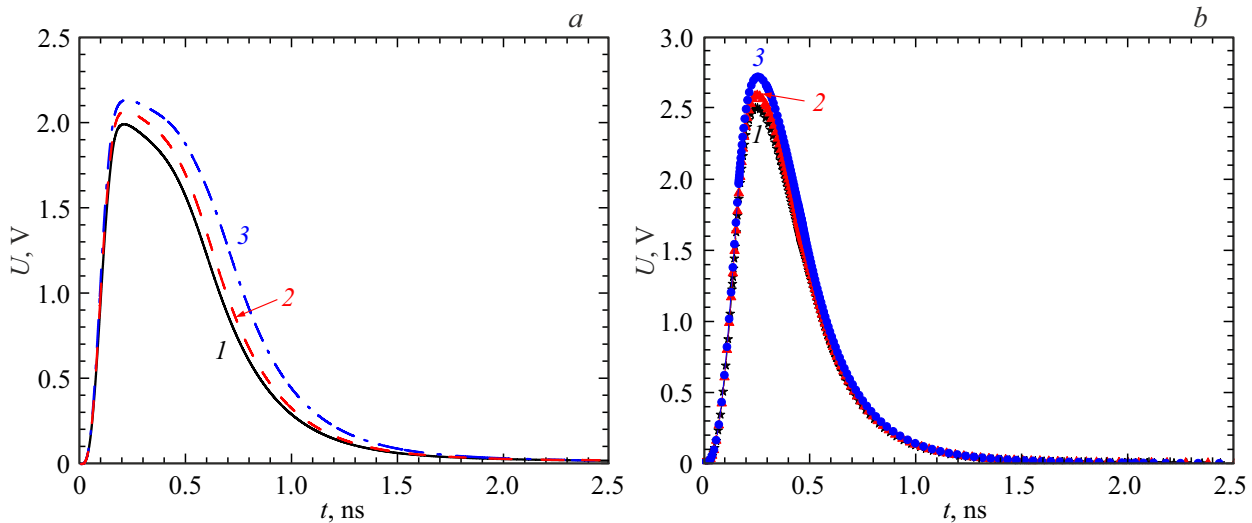
оды уже не являются критически важными в отличие от случая преобразования стационарного излучения. Более того, для вариантов, представленных на рис. 1,  $a$ , были проведены расчеты с отключенным туннельным эффектом. Оказалось, что кривые напряжения практически не изменились. Отсюда напрашивается вывод, что с точки зрения соотношения цены-качества нет большого смысла добиваться высокого уровня совершенства туннельных диодов или даже вообще их использовать для соединения смежных СУБПР, ограничившись структурами, состоящими только из фотоактивных переходов типа  $n-p-n-p$ . Для проверки этого вывода мы провели расчеты при различных уровнях легирования  $p$ - и  $n$ -слоев ТД. Результаты представлены на рис. 3,  $a$ . Видно, что максимальное различие между кривыми составляет 8 %. Таким образом, отказ от туннельного диода (кривая 1) приводит лишь к относительно небольшому



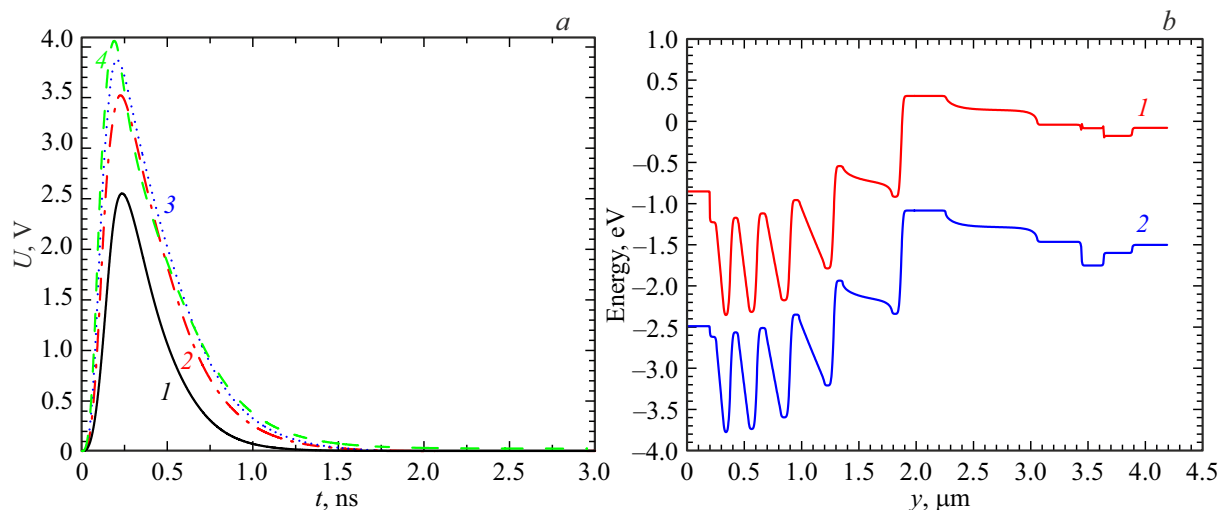
**Рис. 2.** Зависимость плотности тока в области туннельного диода от пиковой мощности лазерного излучения для двухпереходного ФП: 1 — плотность туннельного тока, 2 — плотность тока смещения.

снижению амплитуды напряжения на нагрузке, но зато существенно упрощает технологию выращивания ФП. Аналогичные результаты получаются и для трехпереходных ФП (рис. 3, *b*). Относительно меньший прирост амплитуды импульса напряжения, который виден на рисунках, при переходе от двух- к трехпереходному ФП связан с меньшей оптической мощностью, приходящейся на один СУБПР в трехпереходном ФП. В то же время эффективность преобразования в максимуме импульса напряжения в трехпереходном ФП оказывается выше и составляет 13–15 %.

Как уже отмечалось выше, моделирование МФП с числом ТД больше 2 сталкивается с очень большими трудностями из-за плохой сходимости итерационных процессов и необходимости резкого увеличения объема вычислительной памяти. Полученные результаты позволяют использовать для изучения функционирования МФП в импульсном режиме упрощенные модели, в которых отключен эффект квантового туннелирования. В данной работе такой подход был использован для численного исследования характеристик шестипереходного ФП. Структура последнего была аналогична структурам двух- и трехпереходным ФП, а оптические толщины СУБПР были равны 0.172, 0.208, 0.283, 0.359, 0.565 и 1.427 соответственно. Туннельные диоды по-прежнему входили в состав ФП, но их роль сводилась к увеличению толщины примыкающих к ним СУБПР, а также к изменению слоя объемного заряда вблизи границы между СУБПР. На рис. 4, *a* показан фотоотклик шестипереходного ФП при различной пиковой мощности оптического импульса в случае, когда легирование ТД составляло  $1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ . Можно видеть, что предельное значение пикового напряжения оказывается лишь немного превышающим 4 В, т. е.  $\sim 0.7$  В на один СУБПР, в то время как для двух- и трехпереходных ФП эта величина была близка к 1. Таким образом, оказалось, что дальнейшее увеличение числа фотоактивных  $p-n$ -переходов приводит к новой проблеме, а именно к снижению эффективности функционирования ФП. Намек на причину этого явления можно увидеть на рис. 4, *b*, где показана зонная диаграмма шестипереходного ФП в момент времени  $t = 236$  пс, когда напряжение достигает максимального значения. Видно, что основная часть напряжения, падающая на структуре, приходится на последние три СУБПР. При этом изменения потенциала



**Рис. 3.** Фотоотклики ФП при различной концентрации легирующей примеси в слоях туннельного диода: *a* — двухпереходного ФП при  $P_{\text{peak}} = 1530 \text{ Вт/см}^2$ : 1 —  $N_D = 1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ,  $N_A = 3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ; 2 —  $N_D = 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ,  $N_A = 1.5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ ; 3 —  $N_D = 2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ ,  $N_A = 6 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ . *b* — трехпереходного ФП при  $P_{\text{total}} = 2040 \text{ Вт/см}^2$ : 1 —  $N_D = 1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ,  $N_A = 1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ; 2 —  $N_D = 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ,  $N_A = 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ; 3 —  $N_D = 1 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ ,  $N_A = 1 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ .



**Рис. 4.** *a* — фотоотклики шестипереходного ФП при разной пиковой мощности лазерного излучения, при легировании в слоях ТД  $1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ : 1 — 4081, 2 — 8163, 3 — 12244, 4 — 16326 Вт/см<sup>2</sup>. *b* — зонная диаграмма шестипереходного ФП в момент времени  $t = 236$  пс при пиковой мощности лазерного излучения 4081 Вт/см<sup>2</sup>: 1 — зона проводимости, 2 — валентная зона.

в слоях объемного заряда на границах между СУБПР оказываются почти одинаковыми, а вот смещения  $p$ – $n$ -переходов внутри СУБПР существенно различаются: в первых трех СУБПР они, во-первых, значительно меньше, чем в последних трех, а во-вторых, близки по абсолютной величине к изменениям потенциала около границ СУБПР, что и приводит к относительно небольшому падению напряжения на первых СУБПР. Мы предположили, что причина состоит в том, что первые СУБПР оказались слишком тонкими и необходимо увеличить их толщину. Однако это требует уменьшения в них коэффициента поглощения. В качестве пробного варианта в первых трех СУБПР GaAs был заменен на AlGaAs. Результаты расчета здесь не приводятся, укажем только, что предположение оказалось правильным и нам удалось таким образом увеличить амплитуду импульса напряжения в  $\sim 1.5$  раза.

Таким образом, для структур по крайней мере двух- и трехпереходных ФП, предназначенных для преобразования субнаносекундных мощных лазерных импульсов в импульс напряжения на нагрузке, можно либо вообще убрать ТД, либо существенно ослабить требования к их параметрам практически без потери эффективности.

## Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

## Список литературы

- [1] S. Fafard, D.P. Masson. *J. Appl. Phys.*, **130**, 160901 (2021). DOI: 10.1063/5/0070860
- [2] В.С. Юфев, И.А. Толкачев, В.С. Калиновский. *Письма ЖТФ*, **50** (7), 39 (2023). DOI: 10.61011/PJTF.2024.01.56925.19674

- [3] Д.Ф. Зайцев, В.М. Андреев, И.А. Биленко, А.А. Березовский, П.Ю. Владиславский, Ю.Б. Гурфинкель, Л.И. Цветкова, В.С. Калиновский, Н.М. Кондратьев, В.Н. Косолюбов, В.Ф. Курочкин, С.О. Слипенченко, Н.В. Смирнов, Б.В. Яковлев. *Радиотехника*, **85** (4), 153 (2021). DOI: 10.18127/j00338486-202104-17
- [4] D.G. Parker, N.R. Couch, M.J. Kelly, T.M. Kerr. *Appl. Phys. Lett.*, **49** (15), 939 (1986). DOI: 10.1063/1.07490
- [5] *Atlas User's Manual. Device simulation software* (Silvaco, 2015).
- [6] M. Baudrit, C. Algorta. *Modeling of GaInP/GaAs dual-junction solar cells including tunnel junction* (33rd IEEE Photovolt. Specialists Conf., 2008) p. 1. DOI: 10.1109/PVSC.2008.4922476
- [7] H.C. Casey, jr., D.D. Sell, K.W. Wecht. *J. Appl. Phys.*, **46** (1), 250 (1975). DOI: 10.1063/1.321330

Редактор Г.А. Оганесян

## Conversion of subnanosecond laser pulses into electric current by multijunction photoconverters: the role of tunnel diodes

I.A. Tolkachev, V.S. Yuferev

Ioffe Institute,  
194021 St. Petersburg, Russia

**Abstract** Using numerical simulation, the role of counter-connected tunnel diodes in multijunction monolithic photoconverters is investigated when they are illuminated by subnanosecond powerful laser pulses. It is shown that in this case, unlike stationary laser radiation, tunnel diodes are no longer key elements of a multijunction photoconverter, without which its operation is impossible, since tunnel currents are replaced by bias currents. For the first time, using the example of two-, three- and six-junction  $p$ – $i$ – $n$  photoconverters operating in a pulsed mode, the possibility of their operation either without tunnel diodes or with a significant reduction in the requirements for their parameters is shown.