

Определение предельной плотности мощности воздействия лазерным излучением на германиевый эпитаксиальный лавинный фотодиод

А.А. Короннов¹, А.Е. Сафутин¹, М.М. Землянов¹, Г. М. Зверев^{1,2}

¹НИИ «ПОЛЮС» им. М.Ф. Стельмаха

²Московский физико-технический институт (государственный университет)

Введение

Повышение стойкости фотоприемного устройства (ФПУ) к мощной импульсной лазерной засветке является актуальной задачей, поскольку одной из распространенных причин выхода из строя ФПУ, работающего в составе дальномера, является разрушение фотодиода вследствие засветки его чувствительной площадки мощным лазерным излучением, отраженным от катафотных или бликующих объектов. В значительном количестве ФПУ серийно выпускаемых НИИ «ПОЛЮС» применяется германиевый лавинный фотодиод (ЛФД), о стойкости которого на сегодняшний день не имеется точных данных. Более того, несмотря на то, что действие мощного лазерного излучения на полупроводники в достаточной степени хорошо исследовано [1..7], информация о стойкости фотодиодных структур представлена всего в нескольких работах [8, 9], и среди них нет данных о германиевых фотодиодах.

В настоящей работе исследовались германиевые ЛФД диаметром 150 мкм по фотошаблону. Фотодиоды были выполнены по меза-планарной технологии из эпитаксиальной структуры $p^+ - p - n^+ - n^{++}$.

Исследование изменения фотоэлектрических параметров ЛФД в результате мощной лазерной засветки проводилось для случая локального воздействия сфокусированного излучения на чувствительную площадку. Такой подход позволил проводить серию воздействий на одном образце, поскольку диаметр сфокусированного излучения значительно меньше по сравнению с диаметром чувствительной площадки. Воздействие проводилось в моноимпульсном режиме работы Nd:YAG лазера, при длительности импульса 4

нс.

Рассматривая действие мощного излучения на полупроводниковую структуру можно выделить два случая. В первом случае уровень интенсивности воздействия не приводит к разрушению поверхности, однако возможно измерение фотоэлектрических параметров ЛФД. Во втором случае воздействие приводит к разрушению поверхности и изменению фотоэлектрических параметров ЛФД в подверженной засветке области.

Граница между первым и вторым случаем определяется уровнем интенсивности воздействия, превышение которого приводит к нагреву материала до температуры плавления.

Определение порогового уровня интенсивности приводящего к разрушению поверхности было проведено на основании решения уравнения теплопроводности и экспериментальных результатов.

Уравнение теплопроводности для случая лазерного нагрева материала запишется следующим образом [10]:

$$\frac{\partial T(z,t)}{\partial t} = \frac{\lambda(T)}{c(T) \cdot \rho} \cdot \frac{\partial^2 T(z,t)}{\partial z^2} + \frac{1}{c(T) \cdot \rho} \cdot \frac{P(t)}{S} \cdot (1 - R) \cdot \alpha \cdot \exp(-\alpha \cdot z)$$

Температурная зависимость удельной теплоемкости c , и коэффициента теплопроводности λ , была получена на основании данных представленных в [11], и аппроксимирована выражениями:

$$C(T) = 0.08 \cdot T + 297.095$$

$$\lambda(T) = 250.279 \cdot \exp(-5.772 \cdot 10^{-3} \cdot T) + 17.475$$

Плотность Ge ρ принималась неизменной и равной 5323 кг/м^2 [11]. R – коэффициент отражения поверхности был принят для расчета равным 0.04, что в реальном фотодиоде обеспечивается применением просветляющего покрытия SiO_2 . Коэффициент поглощения излучения α в Ge на длине волны 1.064 мкм определялся из графика [12] и составил $2 \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$.

Решение уравнения искалось численным методом для случая отсутствия теплообмена кристалла с окружающей средой, что выражается граничными

условиями

$$\frac{\partial T(0,t)}{\partial z} = 0$$
$$\frac{\partial T(\infty,t)}{\partial z} = 0$$

При этом для расчета площади засветки S использовался теоретически полученный радиус пучка $4.5 \cdot 10^{-6}$ м [13].

В результате было получено (рис.1), что при действии колоколообразного оптического импульса длительностью 4 нс и пиковой мощностью $P = 62.6$ Вт, температура поверхности чувствительной площадки ЛФД достигает 2847 °С, что соответствует температуре плавления германия [11]. Полезно привести величину плотности мощности такого воздействия, которая составляет $0.99 \cdot 10^8$ Вт/см².

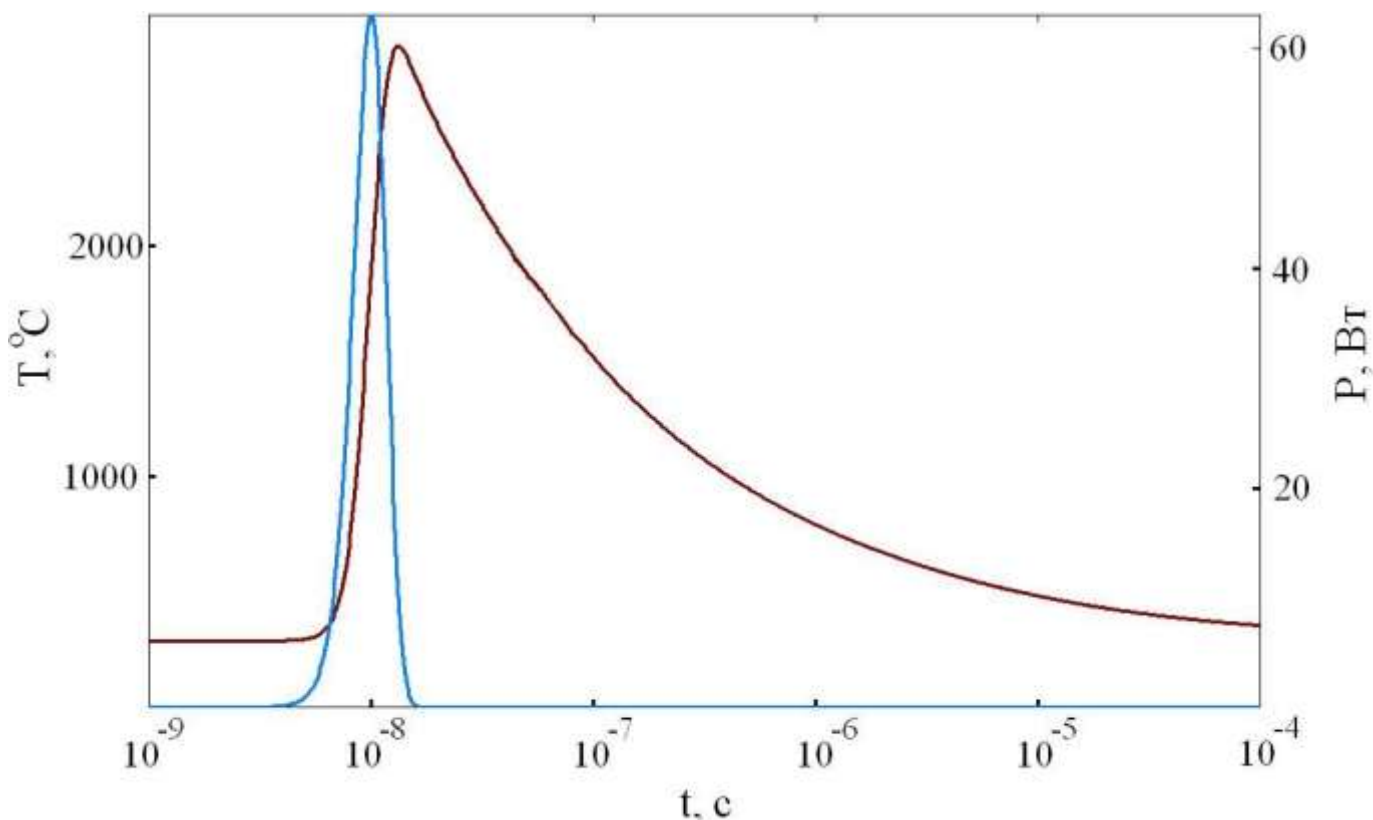


Рисунок 1. Нагрев поверхности фотодиода колоколообразным импульсом лазерного излучения.

Экспериментальное определение уровня интенсивности воздействия, приводящего к разрушению поверхности, проводилось в диапазоне мощностей на 11 образцах. После каждого воздействия фотографировалась чувствительная площадка ЛФД и сравнивалась с фотографией, сделанной до воздействия (рис. 2). Такой подход позволил обнаружить незначительные изменения на поверхности чувствительной площадки ЛФД.

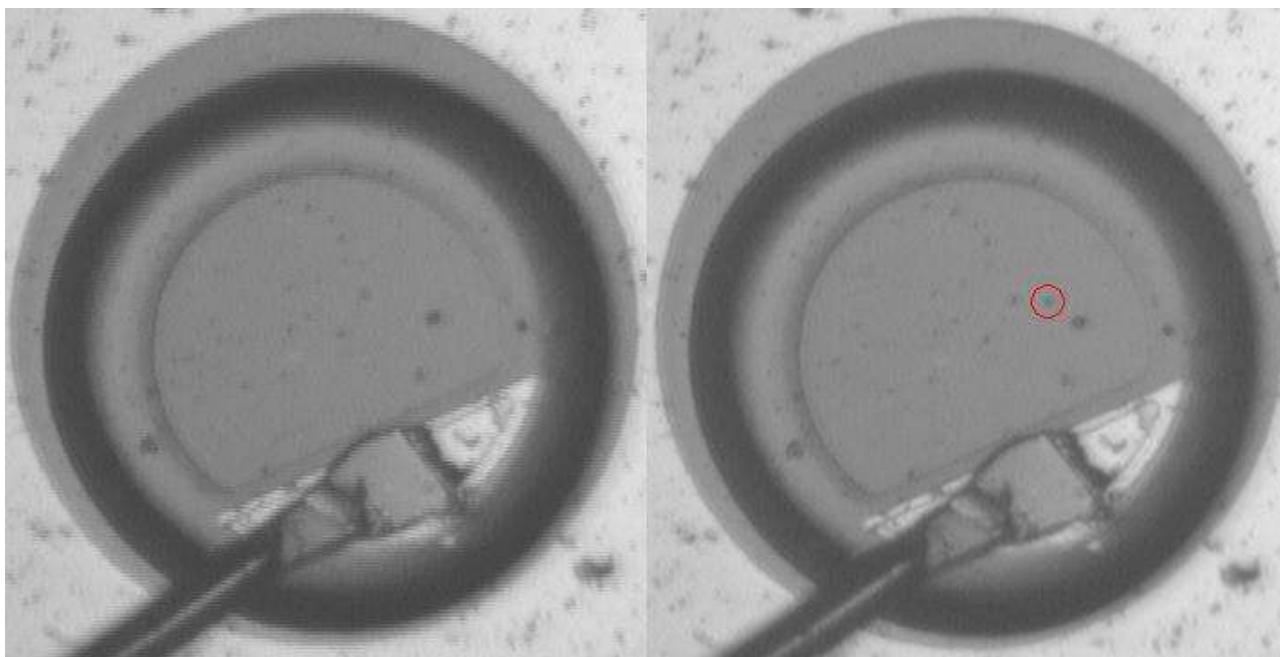


Рисунок 2. Внешний вид Ge ЛФД до и после воздействия пороговым уровнем мощности.

На специально введенном в оптическую схему фотоприемнике контролировалась форма и длительность воздействующего импульса, а для точного определения плотности воздействующей мощности было рассмотрено распределение интенсивности в сфокусированном излучении. В результате проведенных измерений радиус пучка по уровню $1/e$ в области каустики составил 5 мкм. Корректность полученной величины подтверждается хорошим сходством с расчетными данными, по которым радиус пучка составляет 4.5 мкм. [13]

В результате проведенного экспериментального исследования для рассмотренных ЛФД было установлено, что пороговый уровень мощности инициирующей дефект варьируется от образца к образцу и лежит в диапазоне

от 78 до 91 Вт. Используя данные о характере распределения интенсивности в пучке можно поставить в соответствие полученному диапазону мощности диапазон плотности мощности: от $0.99 \cdot 10^8$ до $1.16 \cdot 10^8$ Вт/см².

Нетрудно убедиться в хорошем соответствии теоретических результатов с экспериментальными, что позволяет однозначно определить для ЛФД уровень пороговой интенсивности (округленный) 10^8 Вт/см².

Воздействие на ЛФД излучения с плотностью мощности ниже порогового уровня может приводить к увеличению темнового тока и коэффициента лавинного умножения. Для выявления характера увеличения темнового тока от интенсивности излучения, была проведена серия воздействий на чувствительную площадку в диапазоне мощностей (10...90) Вт.

Поскольку ток утечки фотодиода чувствителен к изменению фона, температуры и влажности измерения ВАХ проводились непосредственно до и сразу после воздействия в режиме постоянного тока. В обратной ветви ВАХ ЛФД можно выделить два нелинейных участка: один вблизи нулевого смещения, другой вблизи напряжения пробоя; и линейный участок, занимающий между ними промежуточное положение по напряжению смещения. Обработка измеренных ВАХ проходила с учетом этого характера. Линейный участок аппроксимировался прямой линией по которой вычислялось среднее значение темнового тока. Нелинейный участок аппроксимировался экспоненциальной функцией. Отношение этой функции к величине темнового тока, определенной ранее, дает зависимость коэффициента лавинного умножения от напряжения смещения. Отношение экспериментальных значений на нелинейном участке ВАХ к полученному коэффициенту лавинного умножения дает дополнительный набор значений темнового тока. В качестве величины темнового тока в итоге бралось усреднение по значениям полученным на линейном и на нелинейном участках ВАХ. Каждой мощности ставилась в соответствие разностная величина между значениями темнового тока до и после воздействия, и по результатам вычислений была построена зависимость представленная на рис 3. Из рисунка 3 видно что увеличение

мощности воздействия приводит к увеличению темного тока ЛФД, однако диапазон мощности, в котором начинает заметно увеличиваться ток, отличается у образцов. Более того для большинства исследованных ЛФД характерным является отсутствие увеличения темного тока в результате воздействия плотностью мощности менее 10^8 Вт/см².

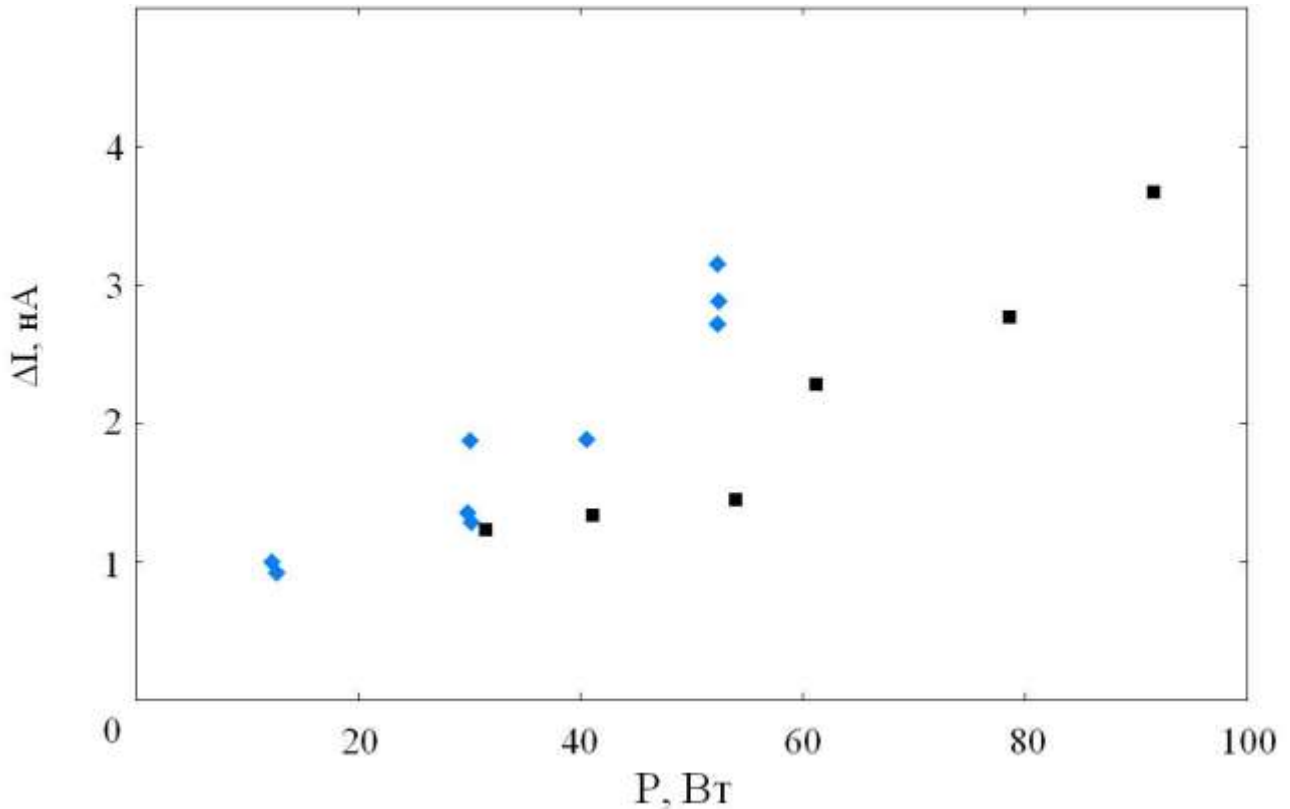


Рисунок 3. Дифференциальное увеличение темного тока ЛФД № 234 (◆) и ЛФД №172 (■) вызванное воздействием лазерного излучения.

Поскольку обнаруженное увеличение темного тока может иметь зависимость не только от интенсивности, но и от положения области воздействия, было рассмотрено действие нескольких импульсов одинаковой мощности в областях с различной удаленностью от центра чувствительной площадки. Это позволило обнаружить незначительное различие в увеличении темного тока, при условии попадания излучения на чувствительную площадку. И большую скорость увеличения тока при воздействии на мезу, где р – n переход выходит на боковую поверхность ЛФД (рис 4).

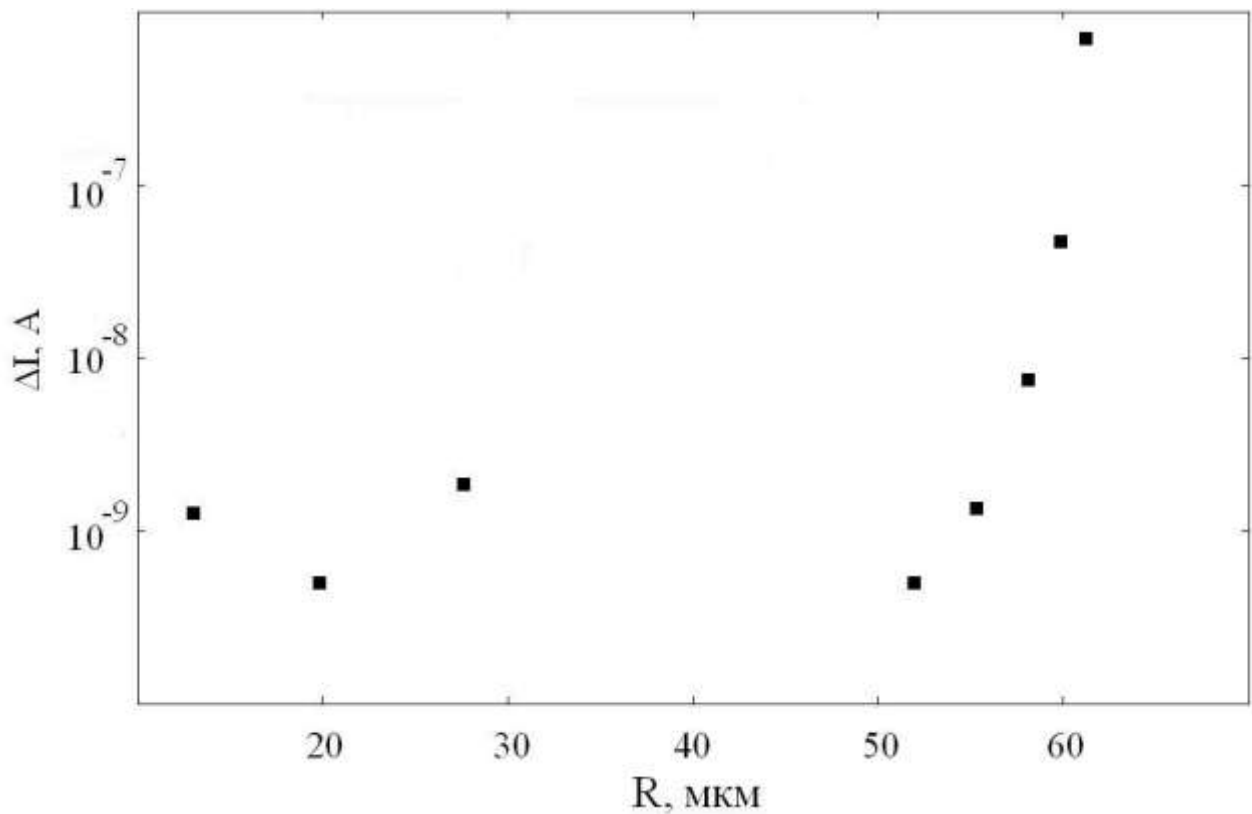


Рисунок 4. Зависимость дифференциального увеличения темнового тока ЛФД № 234 от расстояния между центром чувствительной площадки и центром области воздействия.

Такой характер увеличения тока указывает на то, что оно вызвано лазерным воздействием на р - п переход, и чем ближе к поверхности он расположен, тем меньший уровень мощности приводит к увеличению темнового тока. Анализ ВАХ показал, что воздействие также приводит к увеличению коэффициента лавинного умножения (рис 5). Однако, исследование фотоотклика ЛФД при фокусировке излучения на участки подверженные лазерному воздействию показало незначительное уменьшение амплитуды фотосигнала относительно окрестных областей. Что, может быть связано с увеличением коэффициента отражения поверхности вследствие повреждения просветляющего покрытия SiO_2 вызванного локальным термическим расширением германия под ним.

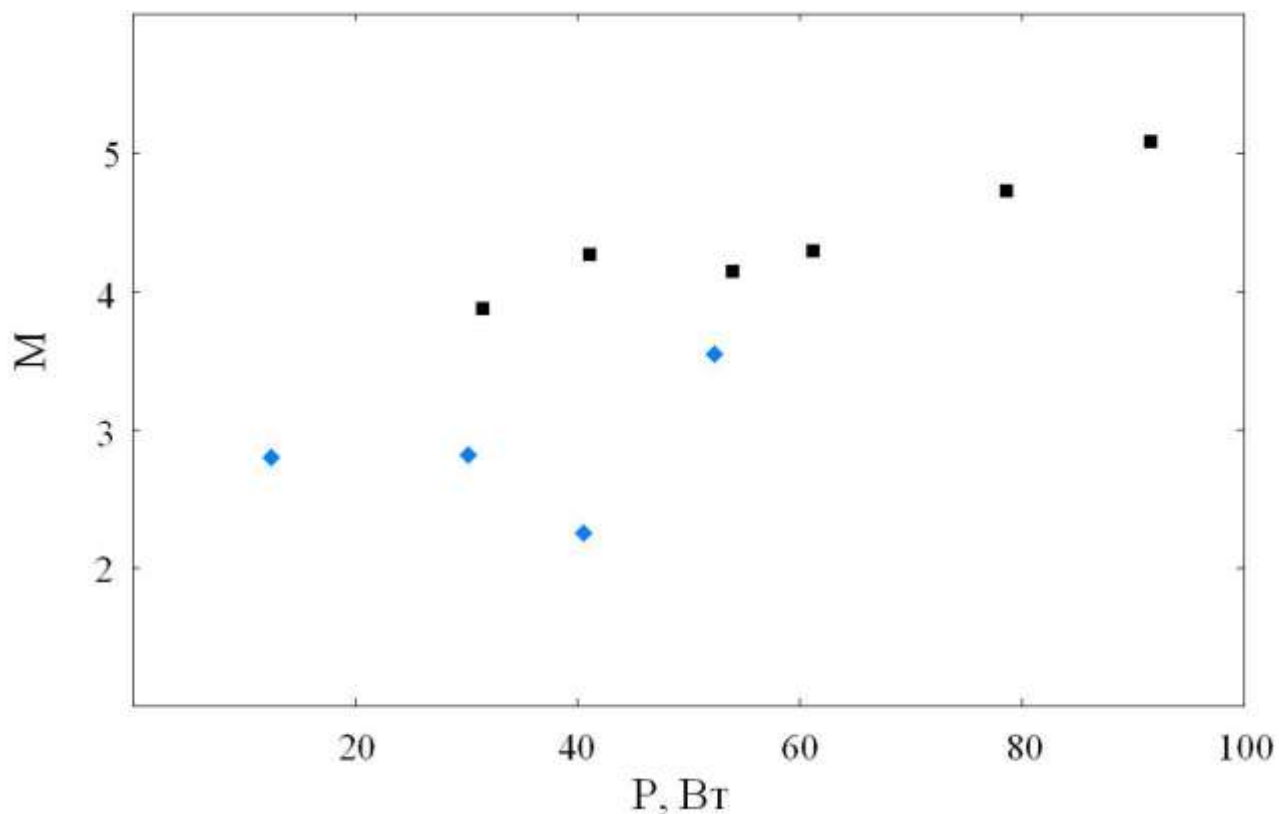


Рисунок 5. Увеличение коэффициента лавинного умножения ЛФД № 234 (◆) и ЛФД №172 (■) в области подверженной воздействию лазерного излучения.

Превышение интенсивности воздействия над пороговым уровнем, приводит к образованию на поверхности ЛФД дефектов напоминающих по форме кратеры. Возможность получить информацию о мощности воздействия по внешнему виду кратера полезна при исследовании ФПУ выведенного из строя в результате лазерного воздействия, поскольку позволяет информировать потребителя о достигнутом уровне мощности в дальномерной системе и способствовать снижению риска повторного выхода из строя устройства.

Исследование полученных при различных уровнях мощности абляционных кратеров с целью определения их размеров было проведено на интерференционном микроскопе белого света. Обнаруженный логарифмический характер увеличения глубин и диаметров кратеров (рис.6, 7) обусловлен следующими причинами: увеличение диаметра связано с гауссовым распределением интенсивности в пучке, увеличение глубины – с законом Бугера. Поскольку глубина кратера определяется мощностью

воздействия при фиксированной длительности импульса, и не зависит от распределения интенсивности в пучке, то для определения мощности воздействия достаточно измерения глубины абляционного кратера.

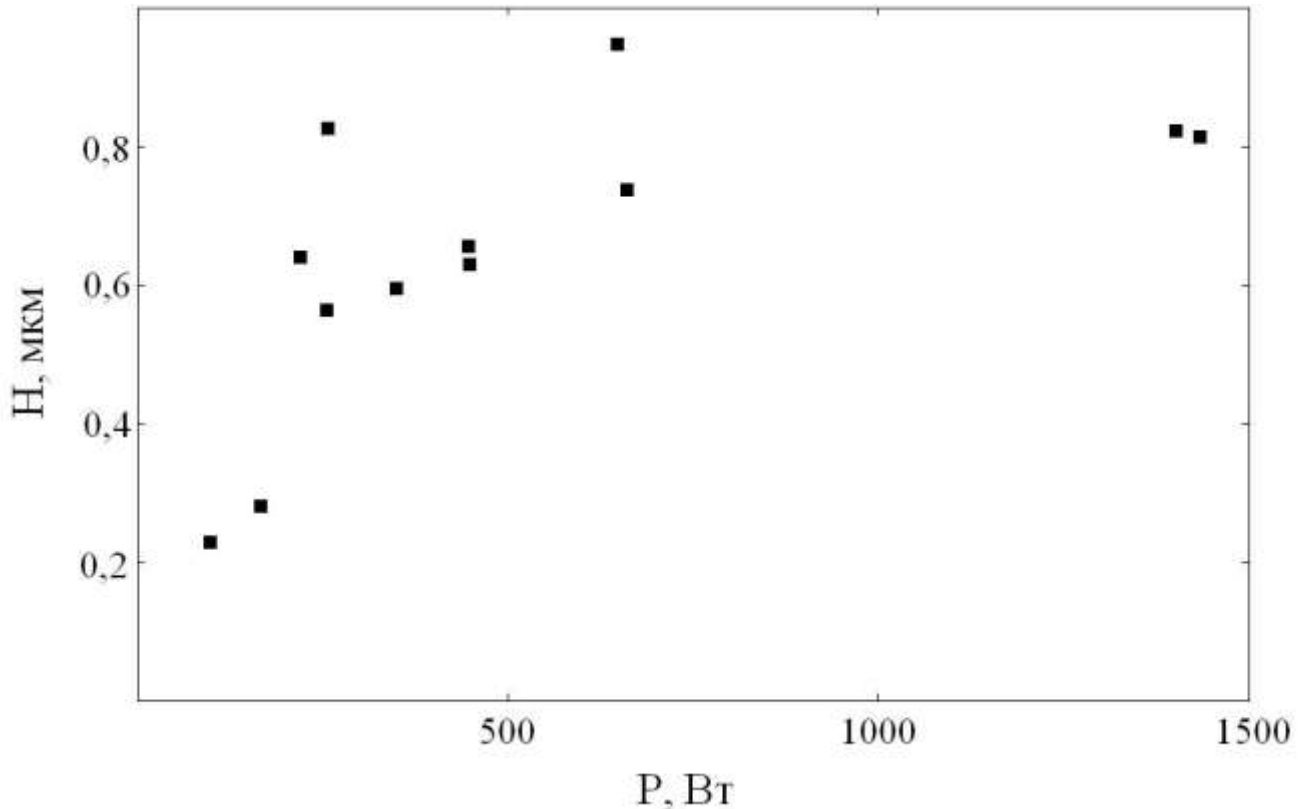


Рисунок 6. Зависимость глубины абляционного кратера от мощности воздействия.

Как указывалось ранее, причиной увеличения темнового тока является лазерное воздействие на р-п переход, однако в случае глубокого залегания р-п перехода существует диапазон мощности, при воздействии которой происходит разрушение поверхности и не наблюдается увеличение темнового тока. Такой эффект был обнаружен на нескольких образцах при мощности воздействия 200 Вт. Последующие увеличение мощности воздействия до 400 Вт приводило к увеличению темнового тока. Измерения проведенные в безлавином режиме работы ЛФД показало, что отношение амплитуд фотосигналов в разрушенной $U_{\text{кратер}}$ и не разрушенной U областях, связано с коэффициентами отражения германия R_{Ge} и просветляющего покрытия $R_{\text{SiO}_2\text{-Ge}}$ простым выражением:

$$\frac{U_{\text{кратер}}}{U} = \frac{1 - R_{Ge}}{1 - R_{SiO_2-Ge}}$$

Исследование фотоотклика в лавинном режиме работы ЛФД показало, что амплитуда сигнала в разрушенной области меньше, чем в области не подверженной лазерному воздействию, однако при этом ухудшения коэффициента лавинного умножения не наблюдается.

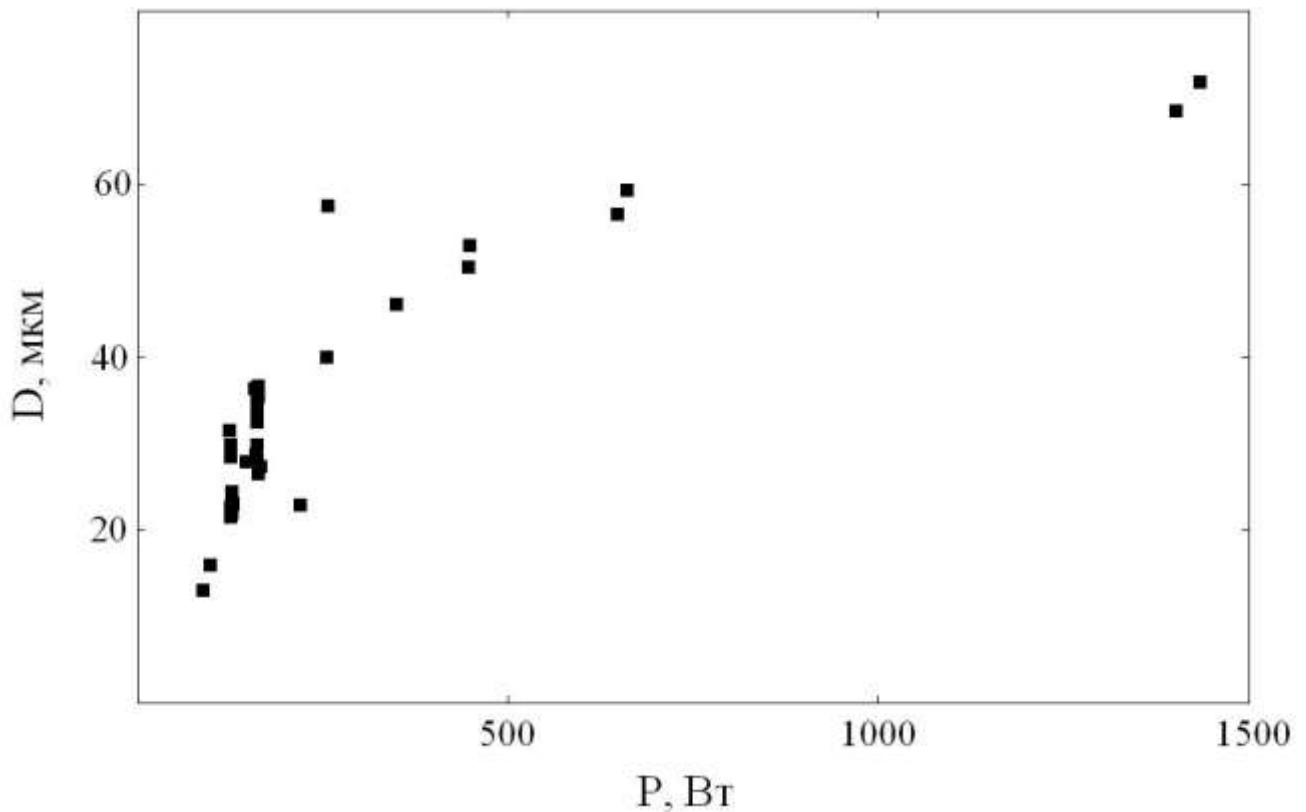


Рисунок 7. Зависимость диаметра абляционного кратера от мощности воздействия.

Такие результаты исследования позволяют заключить, что в отсутствие увеличения темнового тока, воздействие лазерного излучения приводит только к разрушению поверхности чувствительной площадки и не оказывает влияния на работу p-n перехода.

Заключение

По полученным результатам проведенной работы можно сделать выводы, что повышенная стойкость ФПУ к мощному лазерному импульсному воздействию обеспечивается применением германиевого эпитаксиального ЛФД с глубоким залеганием р-п перехода. Исследования показали, что уровень плотности мощности воздействия 10^8 Вт/см² не приводит к значительному увеличению темнового тока и ухудшению чувствительности в области подверженной воздействию. Таким образом, воздействие на ЛФД пороговой плотностью мощности позволяет с одной стороны получать с их применением необходимый уровень чувствительности ФПУ, а с другой стороны выбирать образцы с повышенной стойкостью к мощному лазерному воздействию и обеспечивать их применением стойкость ФПУ.

Помимо этого, обнаруженная зависимость характера увеличения темнового тока ЛФД от глубины залегания р-п перехода позволяет на этапе производства фотодиодов контролировать этот параметр для каждого образца и по необходимости корректировать технологический процесс.

Литература

1. Шульпина И.Л., Зеленина Н.К., Матвеев О.А. Воздействие импульсного лазерного излучения на реальную структуру монокристаллов CdTe // Физика твердого тела. – 1998. – Т. 40, № 1. – С. 68-72.
2. Головань Л.А., Кашкаров П.К., Лакеенков В.М., Тимошенко В.Ю. Влияние импульсного лазерного облучения на оптические характеристики и фотопроводимость твердых растворов CdHgTe // Физика и техника полупроводников. – 1997. – Т. 31, № 8. – С. 931-935.
3. Гнатюк В.А., Городниченко Е.С., Влияние импульсного лазерного излучения на морфологию и фотоэлектрические свойства кристаллов InSb// Физика и техника полупроводников. – 2003. – Т. 37, № 4. – С. 414-416.
4. Байдуллаева А., Власенко А.И., Мозоль П.Е., Смирнов А.Б., Состояние поверхности поликристаллических слоев CdTe, облученных импульсным лазерным излучением // Физика и техника полупроводников. – 2001. – Т. 35, № 6. – С. 745-748.
5. Винцент С.В., Зайцев В.Б., Зотеев А.В., Плотников Г.С., Родионов А.И., Червяков А.В. Низкопороговое дефектообразование и модификация поверхностных слоев германия при упругих и упруго-пластических воздействиях импульсного лазерного луча // Физика и техника полупроводников. – 2002. – Т. 36, № 8. – С. 947-952.
6. Ахманов С.А., Емельянов В.И., Коротеев Н.И., Семиногов В.Н., Воздействие мощного лазерного излучения на поверхность полупроводников и металлов: нелинейно-оптические эффекты и нелинейно-оптическая диагностика // Успехи физических наук. – 1985. – Т. 147, № 4. – С. 675-745.

7. Винцент С.В., Зайцева А.В., Плотников Г.С. Самоорганизация лазерноиндуцированных точечных дефектов на начальных стадиях неупругих фотодеформаций германия // Физика и техника полупроводников. – 2003. – Т. 37, № 2. – С. 134-141.
8. Dion B., Bélanger N., Lauzon J., Lepage P. and Tremblay M. Improved Performance Ladar Receiver // Proc. of SPIE. – 2010. – V. 7684, N 704208-31 – 704208-39.
9. Yan F., Luo Y., Zhao J.H., Bush M., Olsen G.H., Weiner M. 4H-SiC avalanche photodiode with multistep junction extension termination // IEEE. – 2001. – V. 37. – P. 1080-1081.
10. Лыков А.В. Теория теплопроводности. – М.: Высшая школа, 1967 г. – 600 с.
11. Физические величины: Справочник / А.П. Бабичев, Н.А. Бабушкина, А.М. Братковский и др.; Под. ред. И.С. Григорьева, Е.З. Мейлихова. – М.; Энергоатомиздат, 1991. – 1232 с.
12. Гауэр Дж. Оптические системы связи: Пер. с англ. – М.: Радио и связь, 1989. – 504 с.
13. Короннов А.А. Исследование пространственных характеристик лазерного излучения с длиной волны 1,064 мкм, сфокусированного короткофокусным объективом // Труды 56-й научной конференции МФТИ «Актуальные проблемы фундаментальных и прикладных наук в современном информационном обществе». – 2013. – С. 14.