

ВОЗДЕЙСТВИЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ВЕЩЕСТВО. ЛАЗЕРНАЯ ПЛАЗМА**Влияние технологии постростовой обработки и параметров лазерного излучения на длинах волн 2091 и 1064 нм на порог оптического пробоя монокристалла ZnGeP₂****Н.Н.Юдин, О.Л.Антипов, А.И.Грибенюков, И.Д.Еранов, С.Н.Подзывалов, М.М.Зиновьев, Л.А.Воронин, Е.В.Журавлева, М.П.Зыкова**

Исследовано влияние постростовой обработки монокристаллов ZnGeP₂ (низкотемпературный отжиг, облучение быстрыми электронами, полировка рабочих поверхностей) и условий воздействия импульсно-периодическим лазерным излучением (длина волны (2091 или 1064 нм), частота следования импульсов, диаметр пучка, время экспозиции, температура образца) на порог лазерного разрушения (ПЛР) поверхностей этих кристаллов. Установлено, что термический отжиг монокристаллов ZnGeP₂ и их облучение потоком быстрых электронов, увеличивающие ПЛР на длине волны $\lambda = 1064$ нм, не приводят к изменению этого порога на $\lambda = 2091$ нм. Показано, что больший ПЛР на $\lambda = 2091$ нм имеют элементы ZnGeP₂ с меньшими оптическими потерями в спектральном диапазоне 0.7–2.5 мкм как сразу после изготовления, так и после постростовой обработки. Выявлено увеличение пороговой плотности энергии лазерного излучения в 1.5–3 раза на $\lambda = 2091$ нм при уменьшении температуры кристалла от нуля до -60°C . Методом цифровой голографии установлен факт обратимого фотопотемнения канала распространения лазерного излучения в ZnGeP₂ в предпробойной области параметров.

Ключевые слова: монокристалл ZnGeP₂, оптический пробой, постростовые обработки, полировка поверхности, излучение Ho³⁺: YAG- и Nd³⁺: YAG-лазеров.

Н.Н.Юдин. Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики РАН, Россия, 603950 Н.Новгород, ул. Ульянова, 46; Национальный исследовательский Томский государственный университет, Россия, 634050 Томск, просп. Ленина, 36; Институт оптики атмосферы им. В.Е.Зуева СО РАН, Россия, 634055 Томск, пл. Акад. Зуева, 1; ООО «Лаборатория оптических кристаллов», Россия, 634040 Томск, ул. Высоцкого, 28, стр.7; e-mail: rach3@yandex.ru

О.Л.Антипов. Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики РАН, Россия, 603950 Н.Новгород, ул. Ульянова, 46; Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, Россия, 603950 Н.Новгород, просп. Гагарина, 23

А.И.Грибенюков. ООО «Лаборатория оптических кристаллов», Россия, 634040 Томск, ул. Высоцкого, 28, стр.7; Институт мониторинга климатических и экологических систем СО РАН, Россия, 634055 Томск, Академический просп., 10/3

И.Д.Еранов. Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики РАН, Россия, 603950 Н.Новгород, ул. Ульянова, 46

С.Н.Подзывалов. Институт оптики атмосферы им. В.Е.Зуева СО РАН, Россия, 634055 Томск, пл. Акад. Зуева, 1; ООО «Лаборатория оптических кристаллов», Россия, 634040 Томск, ул. Высоцкого, 28, стр.7

М.М.Зиновьев. Национальный исследовательский Томский государственный университет, Россия, 634050 Томск, просп. Ленина, 36; Институт оптики атмосферы им. В.Е.Зуева СО РАН, Россия, 634055 Томск, пл. Акад. Зуева, 1; ООО «Лаборатория оптических кристаллов», Россия, 634040 Томск, ул. Высоцкого, 28, стр.7

Л.А.Воронин. Институт ядерной физики СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск, просп. Акад. Лаврентьева, 11

Е.В.Журавлева. Национальный исследовательский Томский государственный университет, Россия, 634050 Томск, просп. Ленина, 36
М.П.Зыкова. Российский химико-технологический университет им. Д.И.Менделеева, Россия, 125047 Москва, Мнусская пл., 9

Поступила в редакцию 25 июня 2020 г., после доработки – 27 января 2021 г.

1. Введение

Импульсно-периодические источники мощного когерентного излучения среднего ИК диапазона широко применяются в таких областях, как обработка материалов (стекла, керамики или полупроводники) [1, 2], зондирование атмосферы для дистанционное определения состава веществ и экологического мониторинга [3–5], а также медицина, включая диагностику заболеваний с помощью газоанализа и резонансную абляцию биологических тканей [6, 7].

Одними из самых эффективных твердотельных источников когерентного излучения в среднем ИК диапазоне являются параметрические генераторы света (ПГС). Наиболее мощные ПГС в диапазоне длин волн 3500–5000 нм созданы в настоящее время на основе нелинейно-оптических кристаллов ZnGeP₂ (ZGP) [8]. ПГС на основе ZGP способны генерировать излучение со средней мощностью до 100 Вт или энергией в импульсе до 200 мДж при длительности импульсов 20–40 нс и частоте их следования от единиц герц до ста килогерц [9–11]. К сожалению, надежная долговременная работа мощных ПГС на основе ZGP ограничивается оптическим пробоем (или лазерным разрушением) этого материала. В связи с этим расширение практического использования мощных ПГС среднего ИК диапазона связано с необходимостью определения физических механизмов лазерного разрушения. Хотя оптический пробой – широко известный эффект, определение его механизма является самостоятельной задачей в каждом конкретном случае [12, 13].

Проблеме оптического пробоя ZGP лазерным излучением на длинах волн 1064 и 2100 нм в области ~ 10 мкм посвящен целый ряд работ [14–19], в которых сообща-

лось, в частности, что порог лазерного разрушения (ПЛР) поверхности ZGP связан с плотностью энергии излучения накачки и почти не зависит от интенсивности излучения [14]. Было показано, что улучшение качества полировки рабочих поверхностей и уменьшение или полное удаление приповерхностного трещиноватого слоя приводит к повышению ПЛР [15]. При этом ПЛР кристалла ZGP с просветляющими покрытиями на длине волны 2050 нм составил ~ 2 Дж/см² при частотах следования импульсов $f \approx 10$ кГц [15], что в пять раз меньше ранее измеренного порога пробоя того же кристалла под действием излучения на $\lambda = 2$ мкм при $f \approx 1$ Гц [14]. Было выявлено значительное различие в величинах ПЛР кристалла ZGP на длинах волн 1064 и 2100 нм [16]. Динамическая визуализация процесса пробоя лазерным излучением на $\lambda = 2100$ нм в объеме ZGP показала, что в формирующемся треке внутри нелинейно-оптического элемента происходит лавинообразный рост температуры [17]. ПЛР элементов ZGP на $\lambda = 9.55$ мкм определялся по интенсивности воздействующего пучка 142 МВт/см² при длительности импульсов $\tau_p = 85$ нс и частоте их следования $f = 1$ Гц [18], что соответствует по плотности энергии импульсов ~ 9.5 Дж/см². Сообщение в работе [19] о повышении порога пробоя ZGP с уменьшением длительности импульсов излучения накачки «...свидетельствует в пользу термической природы пробоя для наносекундных импульсов за счет аномального инфракрасного поглощения» [20, 21]. Таким образом, большой разброс значений ПЛР кристалла ZGP и различия в интерпретации результатов предыдущих исследований показывают, что физический механизм лазерного разрушения и его зависимость от факторов технологической обработки и параметров экспериментов остаются не вполне выясненными.

Целью настоящей работы является определение влияния параметров постростовых технологических операций (низкотемпературный отжиг, облучение быстрыми электронами, полировка рабочих поверхностей) и условий проведения экспериментов (длительность и частота следования импульсов, диаметр пучка, время экспозиции, температура элемента) на ПЛР поверхности кристаллов ZGP под действием лазерного излучения на длинах волн 2091 и 1064 нм.

2. Образцы монокристалла и методика их постростовой обработки

Для исследований оптического пробоя использовались два различных монокристалла ZGP (I и II), из которых было вырезано девять образцов. Семь пластинок (образцы 1–7) диаметром 30 мм и толщиной 3 мм были вырезаны из кристалла I параллельно кристаллографической плоскости (100), два других элемента (образцы 8 и 9) с размерами $6 \times 6 \times 20$ мм – из кристалла II под углами $\theta = 54.5^\circ$ и $\varphi = 0$ относительно оптической оси. Оба монокристалла ZGP были выращены методом Бриджмена в вертикальном направлении на ориентированную затравку подобно тому, как это описано в [22].

Предварительно синтезированный материал, используемый при росте монокристаллов, был исследован на наличие примесей. Концентрации примесных химических элементов определялись методом масс-спектрометрии с индуктивно связанной плазмой (NexION300D, PerkinElmer, США) в препаратах на кафедре химии и технологии кристаллов РХТУ (Москва). Для проведения анализа твердую пробу растворяли в смеси высокочистых минеральных кислот в условиях микроволнового автоклавирования (SpeedWAVE FOUR, Berghoff, Германия) в автоклавах из PTFE. Содержание примесных элементов (их концентрация в образце превышала 10^{-8} мас.%), приведенное на гистограмме (рис.1), было одинаковым в обоих исследуемых монокристаллах ZGP.

Перед началом исследования при помощи рентгеноструктурного анализа был определен также фазовый состав исследуемых образцов. Исследование проводилось на рентгеновском дифрактометре фирмы Rigaku MiniFlex 600 с рентгеновской трубкой с медным анодом при длине волны 1.541862 Å. При анализе фазового состава использовались база данных PDF 4⁺, а также программа полнопрофильного анализа POWDER CELL 2.4. Съемка проводилась в диапазоне углов $3-60^\circ$ с шагом 0.02° . Образцы для рентгеноструктурного анализа были вырезаны из монокристаллов I и II и измельчены до порошкообразного состояния. По результатам рентгеноструктурного анализа не было выявлено остаточных компонент синтеза – вторых фаз (Zn_3P_2 , ZnP_2 , GeP), во всех исследуемых образцах (табл.1).

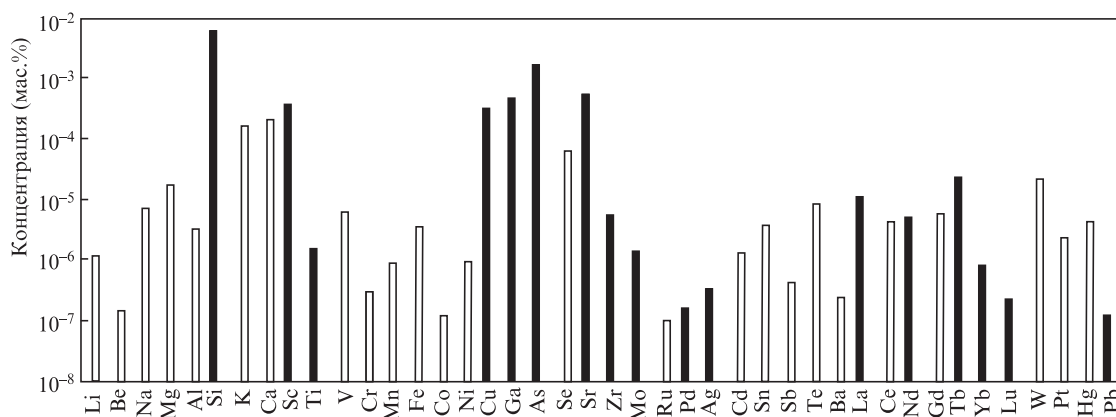


Рис. 1. Примесный состав кристаллов ZGP по результатам анализа методом масс-спектрометрии с индуктивно связанной плазмой. Белые столбики указывают предел определения содержания примесных элементов для конкретного элемента (т.е. концентрация примеси конкретного химического элемента не превышает значения, соответствующего высоте белого столбика), высота черных столбиков соответствует массовой доле содержания примесного элемента, когда предел определения на порядок меньше измеренной концентрации химического элемента.

Табл.1. Результаты рентгеноструктурного анализа исследуемых образцов.

Образец	Параметры решетки (Å)	Размер ОКР (нм)
1–6	$a = 5.468$ $c = 10.714$	35
7	$a = 5.471$ $c = 10.706$	88
8	$a = 5.461$ $c = 10.707$	35

Примечание. Для всех образцов обнаружены только фазы $ZnGeP_2$ с концентрацией 100 мас.%; ОКР – область когерентного рассеяния, в которой рентгеновские лучи рассеиваются когерентно и независимо от других таких же областей.

С помощью цифровой голографической камеры DCH-1064 производства ООО «ЛОК» (Томск) были получены голограммы внутреннего объема всех исследуемых образцов. С целью определения внутренних неоднородностей и объемных дефектов, являющихся результатом присутствия в материале остаточных компонентов синтеза [23], было проведено восстановление полученных голографических изображений. Предельное разрешение метода составляло 3 мкм (подробное описание методики цифровой голографии, в том числе применительно к визуализации дефектов в $ZnGeP_2$, приведено в [23–25]). Во всех образцах, исследуемых в настоящей работе, в пределах разрешающей способности используемого метода во всем объеме материала (в том числе и на поверхности) не было выявлено объемных дефектов.

Часть исследуемых образцов после роста не подвергалась термическим отжигам и облучению потоком быстрых электронов – технологическая операция А. Часть образцов после роста подвергалась термическому отжигу при температуре 600 °С – технологическая операция В. Часть образцов после отжига была облучена потоком быстрых электронов (с энергией 5 МэВ и плотностью потока 2.2×10^{17} электрон./см²) – технологическая операция С.

Рабочие поверхности всех образцов обрабатывались на полировально-доводочном станке 4-ПД-200. Начальная обработка состояла в полировке на батистовом полировальнике с использованием синтетического алмазного порошка АСМ 0.5/0 (средний размер зерна 270 нм). При этом удалялся трещиноватый слой толщиной ~30 мкм,

образующийся в процессе резки кристалла на ориентированные пластинки и их предварительной шлифовки – процедура полировки Д. Два образца (1 и 2) последующей полировке не подвергались, остальные дополнительно полировались на батистовом полировальнике с использованием синтетического алмазного порошка АСМ 0.25/0 – процедура полировки Е. Далее образцы полировались на смоляном полировальнике, изготовленном из полировальной смолы, также с использованием АСМ 0.25/0 – процедура полировки Ф. На одну из рабочих полированных поверхностей образцов 1–6 было нанесено просветляющее покрытие, обеспечивающее пропускание свыше 98% на $\lambda = 2091$ нм. Просветление осуществлялось с целью уменьшения возможного воздействия интерференционного поля падающей и отраженной волн на инициализацию оптического пробоя, поскольку коэффициент отражения от непросветленной поверхности ZGP составляет ~25%. На рабочие грани образцов 7–9 просветляющие покрытия (с пропусканием более 98% на $\lambda = 2091$ нм) были нанесены с двух сторон.

Параметры экспериментальных образцов и проведенные с ними технологические операции указаны в табл.2.

При помощи спектрометра SHIMADZU UV-3600 были получены спектры поглощения в диапазоне длин волн 0.7–2.5 мкм для пластинок ZGP толщиной 1 мм, дополнительно вырезанных из монокристаллов I и II (рис.2). Коэффициент поглощения в пластинках из кристалла II после отжига оказался на ~ 0.25 см⁻¹ меньше коэффициента поглощения в пластинках из кристалла I после отжига практически во всей области измерений.

Контроль профилей рабочих поверхностей исследуемых образцов осуществлялся при помощи профилометра ZYGO NewView 7300, использующего метод интерферометрии белого света. Профилометр и его программное обеспечение позволяют проводить измерения с 50-кратным увеличением (рис.3). Для каждого экспериментального образца были исследованы участки поверхности размером 110 × 110 мкм и выполнены оценки следующих параметров (их значения приведены в табл.2):

1) максимальной разности высоты и глубины неоднородностей на поверхности (PV) относительно среднего значения;

2) среднеквадратичной глубины шероховатости

$$RMS = \sqrt{\frac{1}{T} \int_0^T z^2(x) dx}, \quad (1)$$

Табл.2. Параметры исследуемых образцов ZGP.

Образец	Постростовая обработка	Коэффициент поглощения на $\lambda = 2091$ нм (см ⁻¹)	Тип процедуры полировки	Параметры полировки		
				PV (нм)	RMS (нм)	R_a (нм)
1	A	0.5	D, E	33.7	1.23	0.83
2	A	0.5	D	40.6	1.38	1.08
3	A	0.5	D, E, F	48.6	0.36	0.15
4	B	0.3	D, E, F	31.4	0.44	0.27
5	B	0.3	D, E, F	37.1	0.49	0.17
6	B, C	0.03	D, E, F	31.4	0.44	0.27
7	B, C	0.03	D, E, F	32.6	0.45	0.21
8	B, C	0.03	D, E, F	40.6	0.37	0.22
9	B, C	0.03	D, E, F	40.6	0.37	0.22

Примечание: PV – максимальная разность высоты и глубины неоднородностей на поверхности относительно среднего значения; RMS – среднеквадратичная глубина шероховатости; R_a – среднеарифметическое отклонение профиля шероховатости от средней линии.

где l – базовая длина в направлении оси x , вдоль которой оценивается профиль шероховатости [26]; z – ось нормали к поверхности; $z(x)$ – расстояние от средней линии профиля шероховатости до кривой шероховатости поверхности в точке с координатой x ;

3) среднеарифметического отклонения профиля шероховатости от средней линии [26]

$$R_a = \frac{1}{l} \int_0^l |z(x)| dx. \tag{2}$$

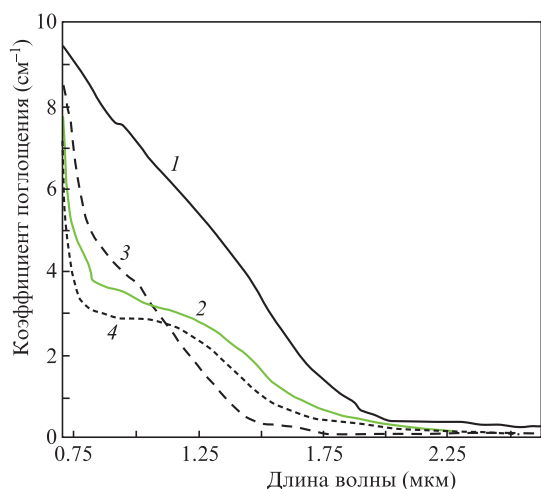


Рис.2. Спектры поглощения в диапазоне длин волн 0.75–2.6 мкм для пластинок ZGP, вырезанных из кристалла I, сразу после роста (1), после отжига при температуре 600°C (2) и после облучения потоком быстрых электронов (3), а также для пластинки ZGP, вырезанной из кристалла II, после отжига при 600°C (4).

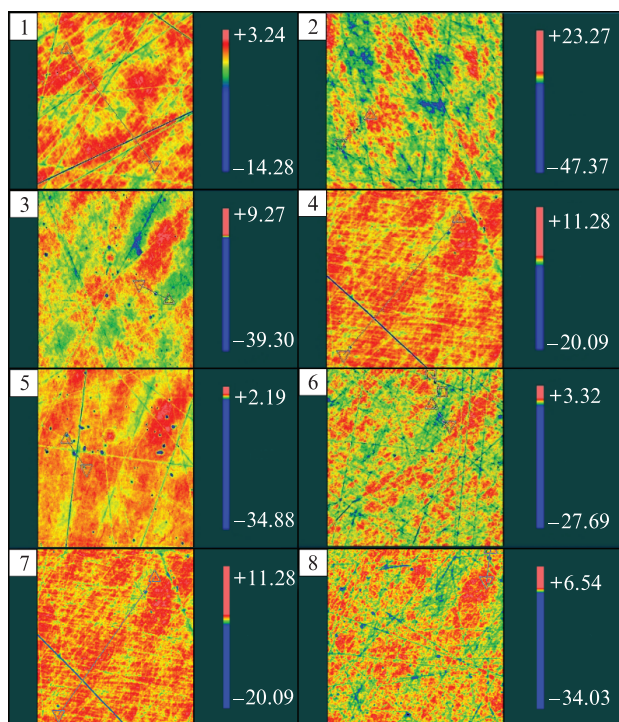


Рис.3. Профили поверхностей исследуемых образцов ZGP (в нанометрах). Номер изображения соответствует номеру исследуемого образца (от 1 до 8), профили поверхностей образцов 8 и 9 одинаковы. Цветной вариант рис.3 помещен на сайте нашего журнала <http://www.quantum-electron.ru>.

3. Экспериментальная установка

В качестве источника излучения с длиной волны 2091 нм использовался $\text{Ho}^{3+}:\text{YAG}$ -лазер, разработанный и изготовленный в ИПФ РАН [27], с накачкой непрерывным тулиевым волоконным лазером. $\text{Ho}^{3+}:\text{YAG}$ -лазер работал в режиме активной модуляции добротности с длительностью импульсов $\tau_p = 18\text{--}45$ нс, изменяющейся в зависимости от частоты следования импульсов f , которая варьировалась в интервале 12–40 кГц (рис.4).

Амплитуда наносекундных импульсов, их длительность и энергия, а также диаметр пучка были стабильны при постоянной накачке (случайные вариации амплитуды импульсов не превышали 5%) [27]. При увеличении накачки амплитуда импульсов генерации изменялась пропорционально росту средней мощности излучения при незначительном изменении длительности импульсов и диаметра пучка. Общее число импульсов определялось частотой их следования и временем экспозиции. Для каждой отдельной серии измерений при одинаковой частоте следования импульсов их число за время экспозиции оставалось неизменным. Во избежание изменения длительности импульсов и формы генерируемого пучка $\text{Ho}^{3+}:\text{YAG}$ -лазера, средняя мощность излучения тулиевого волоконного лазера накачки во всех экспериментах сохранялась одинаковой и равной ~ 50 Вт. Максимальная средняя мощность излучения, генерируемого $\text{Ho}^{3+}:\text{YAG}$ -лазером, составляла 30 Вт в линейной поляризованном гауссовом пучке высокого качества (параметр $M^2 \leq 1.2$).

В качестве источника излучения на длине волны 1064 нм применялся $\text{Nd}^{3+}:\text{YAG}$ -лазер ООО «ЛОК» ($f = 3$ кГц, $\tau_p = 50$ нс).

Средняя мощность лазерного излучения P_{av} измерялась перед каждым экспериментом измерителями мощности (Coherent PM10 с индикатором FieldMaxII или Gentec UP25N-40S с индикатором SOLO), устанавливаемыми в плоскости испытываемого образца.

Оптическая схема экспериментальной установки включала в себя (рис.5) $\text{Ho}^{3+}:\text{YAG}$ - или $\text{Nd}^{3+}:\text{YAG}$ -лазер 1, оптический изолятор Фарадея ИФ, полуволновую пластинку $\lambda/2$, поляризационное зеркало 31 с высоким пропусканием для р-поляризации и высоким отражением для s-поляризации на рабочей длине волны, двухлинзовый телескоп Галилея Т, исследуемый образец, измеритель мощности ИМ. Диаметр лазерного пучка в плоскости тестирования, соответствующей входной апертуре тестируемой пластины, измерялся методом ножа Фуко [28]. Измеренный диаметр пучка излучения d во всех экспери-

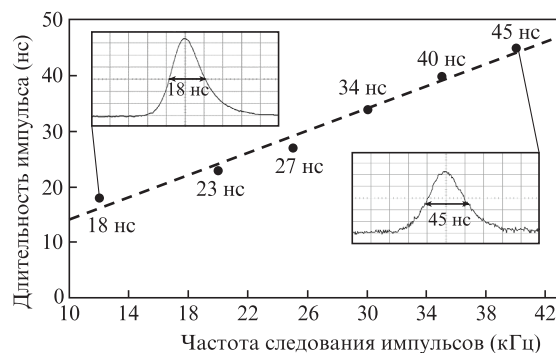


Рис.4. Зависимости длительности лазерных импульсов от частоты их следования для $\text{Ho}^{3+}:\text{YAG}$ -лазера.

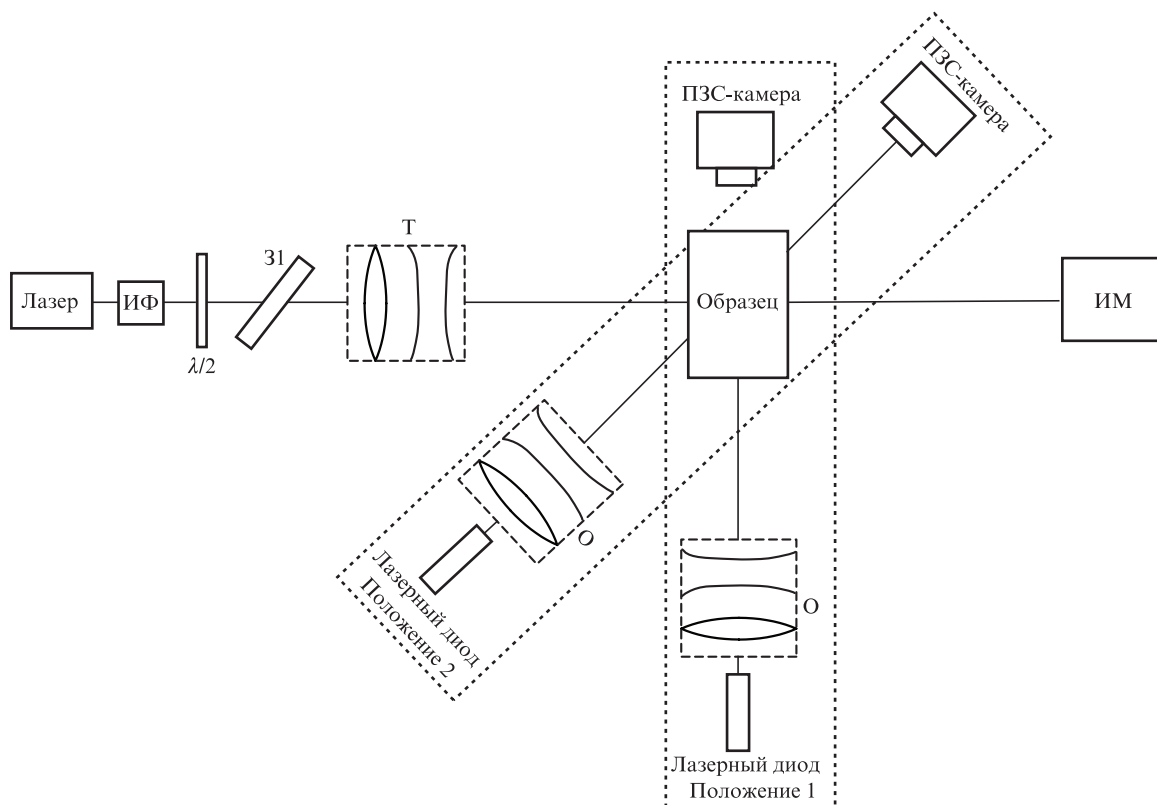


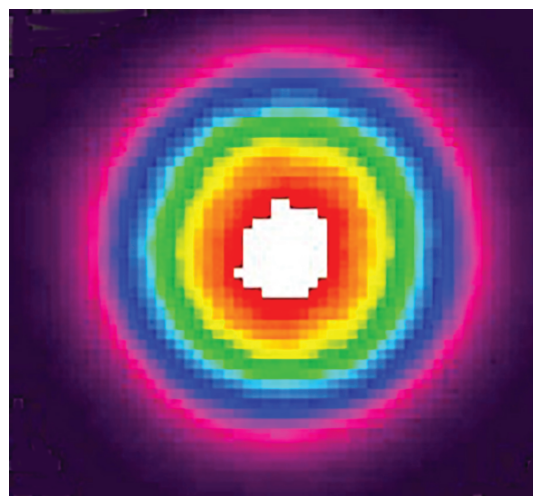
Рис.5. Оптическая схема экспериментальной установки.

ментах (кроме описанных в разд.6 и 7) составлял 270 ± 10 мкм по уровню e^{-2} от максимальной интенсивности (рэлеевская длина фокальной перетяжки $z_R = 27.4 \pm 2.2$ мм). Уровень мощности регулировался при помощи аттенюатора, состоящего из полуволновой пластинки и поляризационного зеркала. Для предотвращения попадания отраженного излучения в лазер исследуемые образцы (пластинки) отклонялись от положения, соответствующего нормальному падению, на 3° , что, как и наличие в схеме изолятора Фарадея, препятствовало неконтролируемому изменению параметров воздействующего излучения.

Процессы, происходящие в кристалле в предпробойный период и во время пробоя, визуализировались при помощи цифровой голографической камеры (ЦГК) подобно тому, как это было сделано в [17]. ЦГК состояла из лазерного диода с длиной волны генерируемого излучения 1064 нм (ML150-638/1060-040-ТТЛ-ФК-м, «Лазерная техника и технология», Минск), объектива О, формирующего плоскопараллельный пучок, и ПЗС-камеры (VCXU-31M, Baumer, Швейцария). Для регистрации процесса пробоя в образцах с полированными боковыми поверхностями (8 и 9) ЦГК располагалась в положении 1, а для регистрации процесса оптического пробоя в тонких пластинках 1–7 камера находилась в положении 2.

Пучок лазерного излучения контролировался с помощью пирокамеры Ругосам IV (Ophir-Spiricon) при частоте дискретизации 100 кадр./с (рис.6). На протяжении времени экспозиции (до 30 с) изображение пучка оставалось стабильным. Согласно международному стандарту ISO11146, эффективная площадь гауссова пучка определялась как $\pi d^2/8$ [28], а плотность энергии лазерного излучения

$$W = 8P_{av}/(\pi d^2). \quad (3)$$

Рис.6. Распределение интенсивности лазерного пучка за фокусом линзы, полученное при помощи измерителя профиля лазерного пучка Ругосам IV. Цветной вариант рис.6 помещен на сайте нашего журнала <http://www.quantum-electron.ru>.

Исследования ПЛР с использованием излучения $\text{Ho}^{3+}:\text{YAG}$ -лазера проводились в помещениях, соответствующих классам частоты 6 ИСО и 4 ИСО (согласно [29]). Различий в ПЛР ZGP в этих помещениях выявлено не было.

4. Методика определения порога оптического пробоя ZnGeP_2

Для определения ПЛР кристаллов используются две стандартные методики: S-on-1 и R-on-1. Методика S-on-1, описанная в международном стандарте ISO 11254-2 [30],

позволяет учесть вероятностный характер оптического пробоя, но требует большой площади поверхности исследуемого образца, что на практике не всегда возможно.

Суть методики R-on-1 заключается в том, что каждая отдельная область кристалла облучается лазерным пучком при постепенном повышении мощности до достижения оптического пробоя или заранее заданного значения плотности энергии. Методика определения ПЛР R-on-1, более приемлемая с точки зрения практического применения, требует меньше места на поверхности образца и поэтому может быть применена для образцов с ограниченной апертурой [31]. Ранее было показано [16], что обе методики дают сопоставимые результаты применительно к определению ПЛР ZGP на длинах волн ~2100 и 1064 нм при частотах их следования 1–10 кГц и длительностях импульсов 20 нс.

В нашей работе исследования ПЛР проводились по методике R-on-1 с временем экспозиции $\tau_{ex} = 1$ с и частотами следования импульсов 12, 20, 25, 30, 35 кГц. Вначале исследуемые образцы подвергались воздействию пакетов лазерных импульсов с фиксированной плотностью энергии в каждом импульсе 0.1 Дж/см² (для излучения Ho³⁺:YAG-лазера) и 0.01 Дж/см² (для излучения Nd³⁺:YAG-лазера), которое не вызывало повреждения поверхности кристаллов. Далее плотность энергии увеличивалась с шагом ~0.2 Дж/см² для Ho³⁺:YAG-лазера и с шагом 0.001 Дж/см² для Nd³⁺:YAG-лазера. Факт оптического пробоя устанавливался по появлению свечения в области воздействия и уменьшению коэффициента пропускания излучения. Затем пластинка перемещалась на 0.8 мм по высоте или ширине при помощи трехкоординатной подвижки; эксперимент повторялся пять раз с последующей статистической обработкой данных. Интервал между сериями облучения во всех экспериментах по тестированию ПЛР был фиксированным и составлял ~2 мин. Этот временной интервал представляется достаточным для релаксации обратимых изменений параметров в области кристалла, подвергшейся воздействию лазерного излучения. В частности, за это время происходит релаксация температуры и концентрации свободных носителей заряда к исходному состоянию.

Вероятность оптического пробоя была получена путем построения графика кумулятивной вероятности при различных плотностях энергии оптического пробоя. За значение ПЛР (W_{od}) принималась плотность энергии, соответствующая аппроксимации вероятности оптического пробоя к нулевому значению, $P_d = 0$.

Для каждой серии измерений, после которой наблюдался оптический пробой, среднее значение пороговой плотности энергии W_{av} и среднеквадратичная ошибка ее определения $\langle \Delta W_{av}^2 \rangle$ рассчитывались по следующим формулам:

$$W_{av} = \frac{\sum W_i n_i}{N}, \tag{4}$$

$$\langle \Delta W_{av}^2 \rangle = \frac{\sum (\langle W_{av} \rangle - W_i)^2 n_i}{N(N-1)}, \tag{5}$$

где N – общее число поврежденных участков; W_i – пороговая плотность энергии в одной из облучаемых областей; n_i – число областей с порогом пробоя W_i .

Для нахождения доверительного интервала ПЛР

$$W_d = W_{av} \pm k \langle \Delta W_{av}^2 \rangle^{1/2}, \tag{6}$$

где k – коэффициент Стьюдента, было использовано t -распределение Стьюдента для доверительной вероятности [32, 33]

$$F(k, N) = \frac{\Gamma(N/2)}{\sqrt{\pi(N-1)} \Gamma(N-1)/2} \int_{-k}^k \left(1 + \frac{z^2}{N-1}\right)^{-N/2} dz, \tag{7}$$

где Γ – гамма-функция.

В табл.3–5 приведены результаты статистической обработки данных, измеренных экспериментально, с помощью параметров, определяемых выражениями (4)–(7).

На рис.6–9 и 13 представлены результаты измерения ПЛР по методике R-on-1.

5. Влияние постростовых обработок и дефектов кристалла на ПЛР

Были определены величины ПЛР образцов с различной технологической историей (см. табл.3 и 5). В качестве примера полученных результатов на рис.7,*a* приведены зависимости вероятности оптического пробоя от плотности энергии тестирующего лазерного излучения для образца 6, а на рис.7,*б* – зависимости пороговой плотности энергии W_{od} от частоты следования импульсов для образцов 1–6.

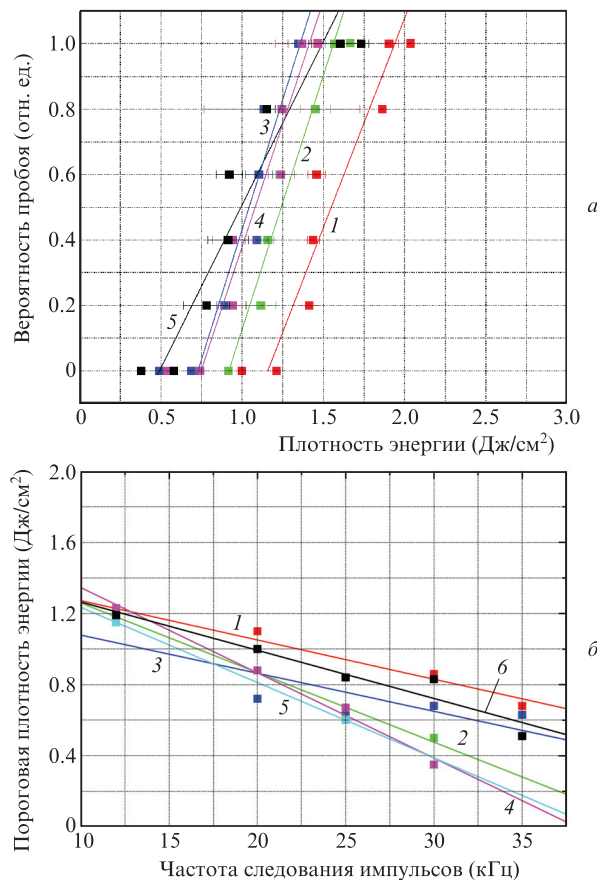


Рис. 7. Зависимости вероятности оптического пробоя образца 6 от плотности энергии лазерного излучения при времени экспозиции $\tau_{ex} = 1$ с для $f = 12$ (1), 20 (2), 25 (3), 30 (4) и 35 кГц (5) (а), а также зависимости пороговой плотности энергии W_{od} от f для образцов 1–6 (линии 1–6 соответственно) (б). Цветной вариант рис.7 помещен на сайте нашего журнала <http://www.quantum-electron.ru>.

Табл.3. Параметры порога пробоя на длине волны 2091 нм при $f = 12$ кГц и $\tau_{ex} = 1$ с, а также параметры полировки образцов.

Образец	N	$\langle \Delta W_{av}^2 \rangle^{1/2}$ (Дж/см ²)	k	W_{av} (Дж/см ²)	W_d (Дж/см ²)	W_{od} (Дж/см ²)	Параметры полировки		
							PV (нм)	RMS (нм)	R_a (нм)
1	5	0.01	2.8	1.6	1.6 ± 0.3	1.2 ± 0.1	33.7	1.23	0.83
2	5	0.02	2.8	2.0	2.0 ± 0.1	1.2 ± 0.1	40.6	1.38	1.08
3	4	0.2	3.2	1.9	1.9 ± 0.4	1.2 ± 0.1	48.6	0.36	0.15
4	5	0.2	2.8	1.9	1.9 ± 0.5	1.2 ± 0.1	31.4	0.44	0.27
5	4	0.09	3.2	1.6	1.6 ± 0.3	1.2 ± 0.1	37.1	0.49	0.17
6	5	0.08	2.8	1.6	1.6 ± 0.2	1.2 ± 0.1	31.4	0.44	0.27

Примечание: N – число измерений; $\langle \Delta W_{av}^2 \rangle^{1/2}$ – среднее квадратичное отклонение; k – коэффициент Стьюдента при доверительной вероятности 0.95; W_{av} – среднее значение плотности энергии с учетом погрешности измерения W_d и плотности энергии W_{od} при нулевой вероятности оптического пробоя.

Результаты расчета параметров пробоя для образцов 1–6 приведены в табл.3; для удобства сравнения представлены также параметры полировки образцов.

Исходя из результатов, представленных в табл.2, 3 и на рис.2 и 7, можно сделать вывод, что низкотемпературный отжиг (при температуре $\sim 600^\circ\text{C}$) приводит к уменьшению линейного поглощения во всей области прозрачности кристаллов (см. рис.2, кривые 2 и 4), что также подтверждается результатами работы [34]. Облучение быстрыми электронами монокристалла I также вызывает уменьшение линейного поглощения в спектральной области $\lambda > 1.2$ мкм (за счет изменения энергетического спектра глубоких уровней исходных точечных дефектов [34]), но приводит к увеличению поглощения в области длин волн $\lambda < 1.2$ мкм. При анализе данных, представленных на рис.7 и в табл.3, видно, что, несмотря на указанные изменения спектра поглощения образцов, вырезанных из монокристалла I, ПЛР ZGP на $\lambda = 2091$ нм остается независимым от проведенных постростовых операций.

При использовании образцов ZGP 7 и 8 было проведено сравнение ПЛР монокристаллов I и II при $\tau_{ex} = 1$ с и $f = 12$ кГц на $\lambda = 2091$ нм (рис.8 и табл.4).

Сравнение результатов, представленных на рис.2 и 8, а также в табл.3 и 4, показывает, что ПЛР монокристалла ZGP II с меньшим поглощением на длинах волн 0.7–2.5 мкм более чем в два раза превышает ПЛР монокристалла I с большим поглощением в данном спектральном диапазоне. Поскольку данные монокристаллы имеют одинаковый примесный состав и в них не обнаружено объемных дефектов и посторонних фаз, то полученные данные можно объяснить различием концентрации дислокаций кристаллической решетки в монокристаллах I и II. Можно предположить, что дислокации решетки, которые проявляются в увеличении потерь на рассеяние при распространении излучения через кристалл, влияют на ПЛР. Это влияние может быть связано с уменьшением прочности поверхности элементов при наличии дислокаций, а также с появлением дополнительных примесных уровней в запрещенной зоне, влияющих на поглощение.

Табл.4. Сравнение ПЛР монокристаллов I (образец 7) и II (образец 8) при $\tau_{ex} = 1$ с и $f = 12$ кГц на $\lambda = 2091$ нм.

Образец	N	$\langle \Delta W_{av}^2 \rangle^{1/2}$ (Дж/см ²)	k	W_{av} (Дж/см ²)	W_d (Дж/см ²)	W_{od} (Дж/см ²)
7	5	0.042	2.8	1.6	1.6 ± 0.1	1.2 ± 0.1
8	5	0.24	2.8	3.4	3.4 ± 0.7	2.26 ± 0.08

Примечание. Параметры те же, что и в табл.3.

Тем самым увеличение концентрации дислокаций решетки снижает ПЛР. Исходя из результатов измерения спектральной зависимости пропускания образцов (рис.2, кривые 2 и 4), можно утверждать, что в монокристалле II концентрация дислокаций значительно меньше, чем в монокристалле I. Облучение кристаллов потоком быстрых электронов и отжига позволяют изменять концентрацию точечных дефектов и положение их энергетических уровней в запрещенной зоне кристалла, но не способны изменить концентрацию дислокаций, которая определяется параметрами синтеза тройного соединения и роста монокристалла ZGP. Таким образом, предположение о доминирующем влиянии дислокаций на ПЛР в спектральной области ~ 2 мкм позволяет объяснить полученные экспериментальные данные: независимость порога пробоя от

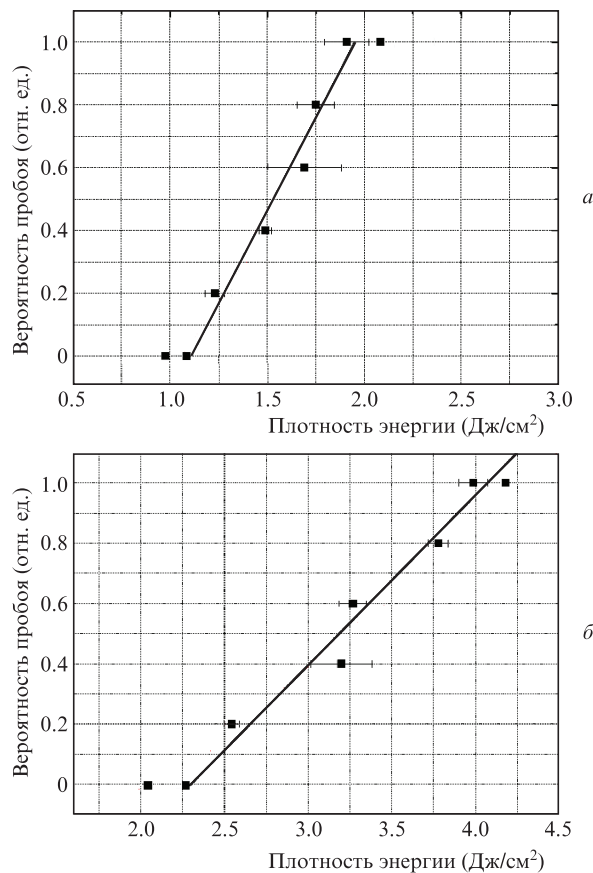


Рис.8. Измеренные по методике R-on-1 вероятности пробоя образца 7, вырезанного из монокристалла I (а), и образца 8, вырезанного из монокристалла II (б).

постростовых обработок, но жесткую корреляцию этого порога с величиной оптического пропускания исходных образцов ZGP, не подвергавшихся постростовым обработкам.

Как известно, качество полировки поверхности значительно влияет на лучевую стойкость материала, поэтому наиболее информативными параметрами влияния полировки на ПЛР считаются RMS и PV [15]. Для кристаллов ZGP было показано [15], что при изменении параметра RMS в два раза, а параметра PV более чем в пять раз ПЛР по плотности энергии меняется одинаково – в два раза. В то же время результаты исследований, представленные в табл.3, показывают, что при почти неизменном параметре полировки PV, но при варьировании параметра RMS более чем в четыре раза и параметра R_d более чем в пять раз, ПЛР не изменялся. На основании этого можно заключить, что наиболее информативным параметром, характеризующим влияние качества полировки рабочих поверхности ZGP на ПЛР, является именно PV. Можно предположить, что именно неровности полированной поверхности (пики и впадины), описываемые параметром PV, вносят вклад в механизм оптического пробоя и могут являться затравочными неоднородностями для инициализации оптического пробоя за счет полевых эффектов на длине волны 2091 нм.

6. Влияние времени экспозиции, диаметра лазерного пучка и температуры кристалла на порог оптического пробоя

Были проведены исследования влияния времени экспозиции и диаметра пучка лазерного излучения на ПЛР кристалла ZGP при комнатной температуре, а также влияния температуры кристалла на ПЛР при воздействии излучения $\text{Ho}^{3+}:\text{YAG}$ -лазера (на $\lambda = 2091$ нм). Измерения проводились по методике R-on-1 при $f = 12$ кГц и $\tau_p = 18$ нс. Влияние диаметра лазерного пучка и температуры кристалла на ПЛР измерялось при $\tau_{\text{ex}} = 1$ с.

Для исследования влияния времени экспозиции и диаметра пучка лазерного излучения на ПЛР использовался образец 9, аналогичный образцу 8 по оптическим параметрам и обработке. Было показано, что при увеличении времени экспозиции с 2 до 30 с ПЛР уменьшается в 1.2 раза, с 1.57 до 1.28 Дж/см² (рис.9).

Измерения при комнатной температуре показали, что с уменьшением диаметра пучка лазерного излучения в 2.9 раза ПЛР увеличивался с 580 до 200 мкм (по уровню e^{-2}), а W_{0d} – в 1.4 раза, с 1.32 до 1.91 Дж/см² (рис.10).

Увеличение ПЛР с уменьшением диаметра лазерного пучка и уменьшение ПЛР с увеличением времени экспозиции можно объяснить влиянием накапливающихся термических эффектов при воздействии на кристалл излучения с длиной волны 2091 нм.

Для исследования температурной зависимости ПЛР образцы 8 и 9 помещались в герметичную кювету, заполненную сухим азотом при нормальном давлении. С помощью калориметрического стакана, наполненного жидким азотом и имеющего термоконтакт с кюветой, образцы охлаждались до температуры -106°C (температура образца контролировалась электронным термометром). Окна кюветы были выполнены из кристаллического сапфира без просветляющих покрытий с коэффициентом пропускания (на $\lambda = 2091$ нм) $\sim 85\%$. Воздействующий ла-

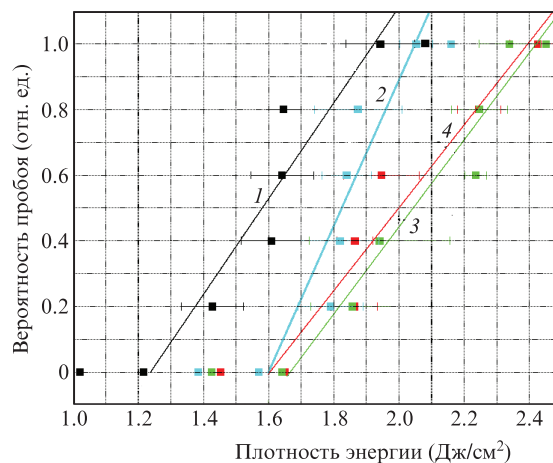


Рис.9. Зависимости вероятности оптического пробоя от плотности энергии лазерного излучения на $\lambda = 2091$ нм при $\tau_{\text{ex}} = 30$ (1), 10 (2), 5 (3) и 2 с (4). Цветной вариант рис.9 и 10 помещен на сайте нашего журнала <http://www.quantum-electron.ru>.

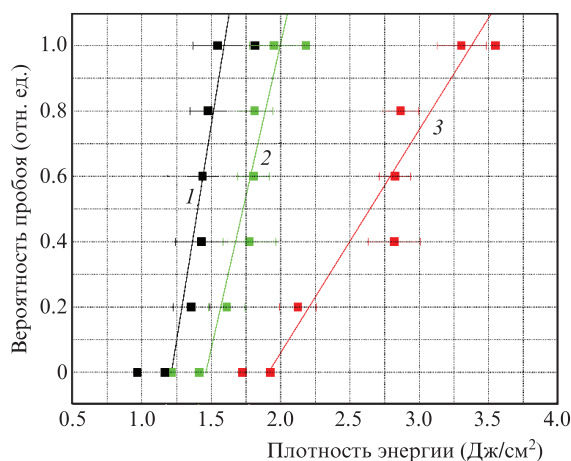


Рис.10. Зависимости вероятности оптического пробоя от плотности энергии лазерного излучения на $\lambda = 2091$ нм при $\tau_{\text{ex}} = 1$ с и диаметрах пучка 580 (1), 300 (2) и 200 мкм (3).

зерный пучок фокусировался на переднюю грань образца 8 в пятно диаметром $d \approx 100$ мкм, на переднюю грань образца 9 – в пятно диаметром $d \approx 270$ мкм.

При комнатной температуре и диаметре лазерного пучка 270 мкм пороговые значения пробоя для образца 8 составляли: $W_{0d} = 2.3$ Дж/см², $W_d = 3.4 \pm 0.4$ Дж/см². Результаты измерений продемонстрировали существенный рост ПЛР (значения W_{0d}), особенно заметный при снижении температуры с $+20$ до -60°C (рис.11,а). При температуре от $+24$ до -86°C и диаметре лазерного пучка 100 мкм W_{0d} увеличивалось более чем в три раза (с 3.2 до 10.2 Дж/см²), однако при температурах ниже -60°C нарастание ПЛР прекращалось.

Измерения зависимости ПЛР от температуры кристалла были также проведены для образца 9 при диаметре лазерного пучка 270 мкм (рис.11,б). При положительной температуре изменение ПЛР было слабым, при температуре от нуля до -60°C наблюдалось увеличение W_{0d} более чем в 1.5 раза (с 1.6 до 2.6 Дж/см²), при температурах ниже -60°C нарастание ПЛР также прекращалось.

Известно, что ZGP является высокоомным полупроводником с устойчивой дырочной проводимостью, вели-

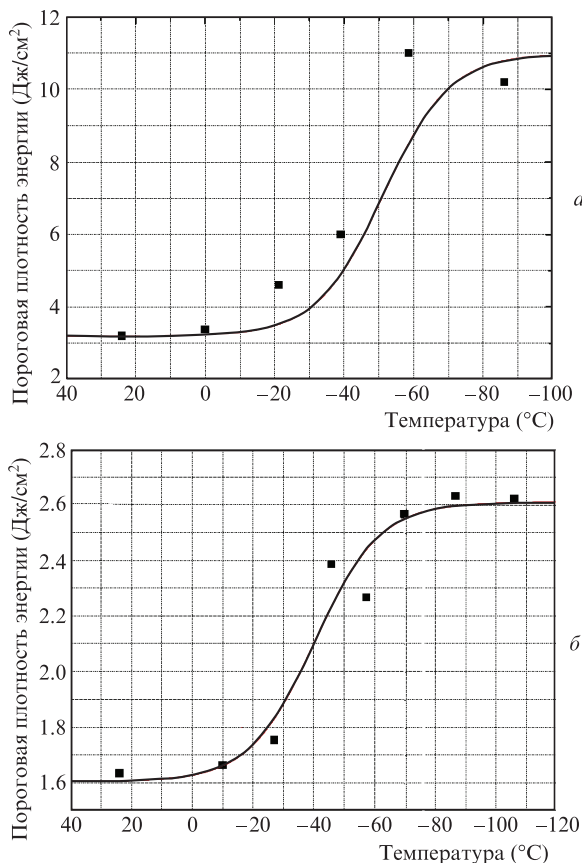


Рис.11. Зависимости плотности энергии оптического пробоя $W_{од}$ от температуры кристалла ZGP при воздействии излучения Ho^{3+} : YAG-лазера на $\lambda = 2091$ нм при диаметре лазерного пучка 100 (а) и 270 мкм (б).

чину которой трудно изменить [35]. Типичная температурная зависимость концентрации свободных носителей заряда в ZGP описывается экспоненциальной кривой с энергией активации глубоких примесных центров 0.3–0.6 эВ [36]. Однако полученная температурная зависимость ПЛР имеет сигмоидальный характер и поэтому не может объясняться поглощением на свободных носителях (дырках), возникающих путем ионизации отдельных точечных дефектов.

Полученную температурную зависимость ПЛР можно объяснять температурной зависимостью чисел заполнения фононов, принимающих совместно с оптическими квантами участие в не прямых переходах нелинейного поглощения из валентной зоны на примесный уровень [37]. В обоснование этого предположения можно отметить, что при понижении температуры числа заполнения фононов кристаллической решетки растут, приводя к уменьшению вероятности их участия в не прямых переходах электронов из валентной зоны на примесные уровни.

7. Регистрация процессов в предпробойный период методом цифровой голографии

Процессы, происходящие в кристалле в предпробойной области параметров и во время пробоя, визуализировались при помощи ЦГК по схеме, представленной на рис.4 (при силовом воздействии излучения на длине волны 2091 нм и визуализации пучком лазерного излучения на длине волны 1064 нм).

В большинстве экспериментов ($\sim 85\%$ от общего числа измерений) оптический пробой начинался на выходной поверхности образца, формируя пробойный трек, заканчивающийся на входной поверхности. Под действием импульсов лазерного излучения на выходной поверхности кристалла ZGP появлялась светящаяся шарообразная область с поперечным размером 0.7–1 мм, которая затем двигалась в кристалле внутри канала лазерного пучка в направлении входной поверхности, формируя пробойный трек. Визуализация процесса оптического пробоя проводилась при помощи ЦГК по описанной ранее методике [17]. Процесс формирования трека оптического пробоя в кристаллах ZGP и механизм его образования более подробно представлены в работе [17].

Поскольку обе рабочие поверхности тестируемых образцов располагались за фокальной плоскостью, а их толщина была меньше (или существенно меньше в случае пластинок 1–7) длины фокальной перетяжки пучков z_R , то факт преимущественного начала пробоя на выходной поверхности можно объяснить влиянием предпробойных нелинейных эффектов. Прямые измерения пространственной структуры пучка (на длине волны 2091 нм) после прохождения через образцы при малой мощности не выявили ее существенных искажений по сравнению с исходным гауссовым профилем ни в одном из используемых элементов. В связи с этим преимущественное развитие пробоя с выходной поверхности образцов можно связать с влиянием нелинейной самофокусировки, которая в условиях экспериментов может быть обусловлена тепловой, стрикционной или электронной нелинейностью ZGP [12, 15, 38]. Численные расчеты тепловой линзы, проведенные ранее для образцов ZGP в аналогичных условиях воздействия, показали ее заметное влияние на структуру пучка [39, 40].

В результате сравнительных исследований кристалла до, во время и после пробоя был установлен факт потемнения канала распространения излучения в образце 8 при плотности энергии лазерного излучения свыше 1.8 $\text{Дж}/\text{см}^2$ на длине волны 2091 нм. Визуально этот эффект проявлялся на восстановленных изображениях плоскости наилучшей установки в виде потемнения области кристалла, в которой распространялось данное излучение (рис.12). Этот процесс наглядно продемонстрирован

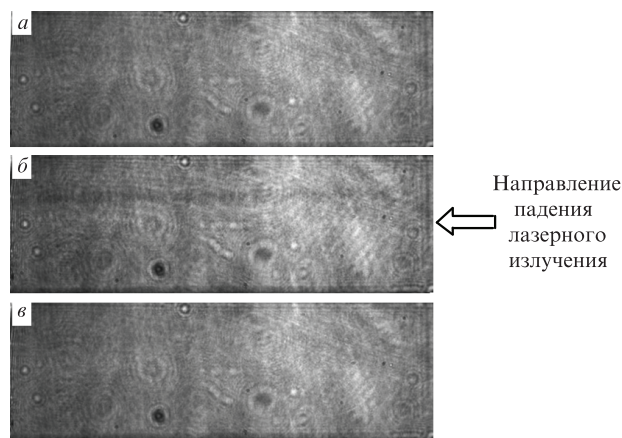


Рис.12. Восстановленное изображение голограммы объема монокристалла ZGP (образец 8) перед тестом (а), при воздействии импульсного излучения Ho^{3+} : YAG-лазера с плотностью энергии 1.8 $\text{Дж}/\text{см}^2$ (б) и через 10 мс после прекращения воздействия излучения (в).

на рис.12,б: в канале распространения пучка интенсивного лазерного излучения на длине волны 2091 нм образуется темный трек (для тестирующего излучения на $\lambda = 1064$ нм). Потемнение является обратимым: при уменьшении плотности энергии падающего излучения до 1.8 Дж/см^2 и менее или при полном прекращении лазерного воздействия на кристалл область потемнения исчезает (рис.11,б). Время релаксации области потемнения лазерного канала оказалось менее 5 мс, дальнейшее уточнение этого времени ограничивалось быстродействием ПЗС-матрицы.

Потемнение канала распространения мощного лазерного излучения в предпробной области можно объяснить локальным уменьшением ширины запрещенной зоны ZGP при нагреве. Действительно, известно, что ширина запрещенной зоны полупроводников уменьшается при повышении температуры [41]. Это приводит к увеличению поглощения тестирующего пучка на $\lambda = 1064$ нм.

8. Порог оптического пробоя ZGP на длине волны 1064 нм

Были проведены исследования ПЛР образцов 3 и 6 по методике R-on-1 с использованием излучения $\text{Nd}^{3+}:\text{YAG}$ -лазера на длине волны 1064 нм. Во всех проведенных экспериментах пробой начинался на передней поверхности образца. Различие между исследуемыми образцами заключалось в том, что пластинка 6 была облучена потоком быстрых электронов и имела поглощение $\sim 4 \text{ см}^{-1}$ на длине волны 1064 нм, а пластина 3 не была облучена и ее поглощение составляло $\sim 7.5 \text{ см}^{-1}$.

Как видно из рис.13 и табл.5, при облучении пластины ZGP потоком быстрых электронов ПЛР увеличивался в три раза при уменьшении линейного поглощения в два раза. Это свидетельствует о том, что при воздействии излучения на $\lambda = 1064$ нм оптический пробой ZGP проис-

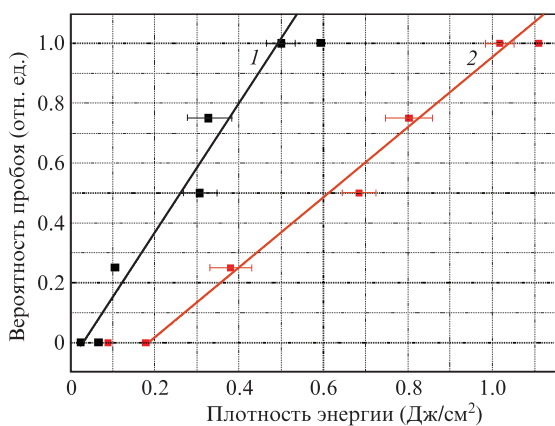


Рис.13. Зависимости вероятности оптического пробоя от плотности энергии лазерного излучения на $\lambda = 1064$ нм при $\tau_{\text{ex}} = 1$ с и $f = 3$ кГц для образцов 3 (1) и 6 (2).

Табл.5. Порог пробоя на $\lambda = 1064$ нм при $f = 3$ кГц.

Образец	N	$\langle \Delta W_{\text{av}}^2 \rangle^{1/2}$ (Дж/см²)	k	W_{av} (Дж/см²)	W_{d} (Дж/см²)	W_{od} (Дж/см²)
3	5	0.01	2.8	0.31	0.31 ± 0.01	0.02 ± 0.05
6	5	0.02	2.8	0.72	0.72 ± 0.03	0.17 ± 0.005

Примечание. Параметры те же, что и в табл.3.

ходит вследствие однофотонного поглощения, которое можно объяснить наличием точечных дефектов монокристалла. Данный вывод хорошо согласуется с ранее полученными результатами [16].

9. Заключение

Проведенные исследования выявили ряд параметров монокристаллов ZGP, их постростовой обработки, а также воздействующего излучения, наиболее сильное влияющих на ПЛР. Показано, что монокристалл ZGP II, поглощение которого в диапазоне длин волн 0.7–2.5 мкм после отжига меньше поглощения монокристалла I на $\sim 0.25 \text{ см}^{-1}$, обладает почти в два раза большим ПЛР на длине волны 2091 нм (2.26 Дж/см^2 при $f = 12$ кГц и $\tau_{\text{ex}} = 1$), чем монокристалл I (1.2 Дж/см^2 при тех же параметрах) с большим поглощением в этом диапазоне. Различие спектров пропускания данных образцов в диапазоне длин волн 0.7–2.5 мкм стало индикатором различия ПЛР образцов. В то же время установлено, что термический отжиг ZGP и его облучение потоком быстрых электронов не приводят к росту ПЛР на длине волны 2091 нм, хотя и позволяют уменьшить поглощение на порядок величины в широком спектральном диапазоне ($\lambda \approx 1.2$ –2.5 мкм) за счет изменения энергетического спектра глубоких уровней исходных точечных дефектов. Полученные результаты по ПЛР можно объяснить различием в концентрациях дислокаций кристаллической решетки элементов ZGP, влияющих на прочность поверхности элементов и оптическое поглощение (из-за появления примесных уровней в запрещенной зоне). Различие в концентрациях дислокаций у образцов проявляется в спектре их пропускания, в первую очередь в результате рассеяния излучения на механически напряженных областях вокруг дислокаций. Термический отжиг при указанных температурах и облучение потоком быстрых электронов не влияют на концентрации дислокаций кристаллической решетки и, следовательно, на ПЛР на длине волны 2091 нм.

Показано, что влияние качества полировки поверхности ZGP на ПЛР в наибольшей степени определяется параметром PV. Характеризуемые этим параметром неровности полированной поверхности (пики и впадины) являются, по-видимому, затравочными неоднородностями для инициализации оптического пробоя за счет полевых эффектов.

Выявлено увеличение ПЛР в 1.4 раза (с 1.32 до 1.91 Дж/см^2) при уменьшении диаметра лазерного пучка в 2.9 раза (с 580 до 200 мкм) и увеличение ПЛР в 1.2 раза (с 1.28 до 1.57 Дж/см^2) при уменьшении времени экспозиции с 30 до 2 с, а также увеличение ПЛР при уменьшении частоты следования наносекундных импульсов излучения на $\lambda = 2091$ нм.

Обнаружена сильная зависимость ПЛР на $\lambda = 2091$ нм при $f = 12$ кГц от температуры кристалла, изменяемой от $+24$ до -106 °С. При снижении температуры от нуля до -60 °С наблюдается резкое увеличение пороговой плотности энергии: с 1.6 до 2.6 Дж/см^2 при диаметре лазерного пучка 270 мкм и с 3.2 до 10.2 Дж/см^2 при диаметре 100 мкм (в 1.5 и три раза соответственно). Увеличение ПЛР при уменьшении температуры ZGP можно объяснить температурной зависимостью чисел заполнения фононов, принимающих совместно с оптическими квантами участие в непрямых переходах из валентной зоны на примесный уровень. Рост числа заполнения фононов при

снижении температуры кристалла приводит к уменьшению вероятности их участия в непрямых переходах электронов из валентной зоны на примесные уровни и, следовательно, к уменьшению нелинейного поглощения кристалла в предпробойной области параметров.

Установлено обратимое фотопотемнение канала распространения мощного лазерного излучения на $\lambda = 2091$ нм в ZGP в предпробойной области параметров. Такое фотопотемнение можно объяснить локальным уменьшением ширины запрещенной зоны ZGP при нагреве.

Показано, что при воздействии на ZGP излучения на $\lambda = 1064$ нм линейное однофотонное поглощение материала, которое можно объяснить наличием точечных дефектов в исследованных кристаллах, вносит существенный вклад в механизм оптического пробоя и определяет величину его порога.

Приведенные результаты показывают основные зависимости ПЛР в кристаллах ZGP российского производства с определенной концентрацией примесей, дислокаций и точечных дефектов, а также постростовой обработкой от условий проведения экспериментов. Максимальный измеренный ПЛР при комнатной температуре в нашей работе составил 3.2 Дж/см² на $\lambda = 2091$ нм при частоте следования импульсов 12 кГц, их длительности 18 нс и диаметре пучка 100 мкм на поверхности тестируемого образца. При сопоставимых параметрах тестирующего лазерного излучения (длина волны 2050 нм, частота следования импульсов 10 кГц, их длительность 15 нс, диаметр пучка на поверхности тестируемого образца 130 мкм) в измерениях других авторов ПЛР кристаллов ZGP (производство компании Baе Systems, США) в 2006 г. составлял ~ 2 Дж/см² [15]. В работе 2018 г. [42] указывалось на существенный рост ПЛР – до более 4 Дж/см² на длине волны 2091 нм при частоте следования импульсов 10 кГц и их длительности 20 нс, в улучшенных кристаллах ZGP (также производства Baе Systems). Наличие лучших мировых образцов ZGP с ПЛР, превышающим 4 Дж/см² [42], можно рассматривать как подтверждение возможности улучшения качества нелинейно-оптических элементов путем совершенствования их кристаллической структуры и условий постростовой обработки.

Исследование выполнено при поддержке РФФИ (в рамках научного проекта № 9-32-5009419), а также Программы повышения конкурентоспособности Томского государственного университета (Фонда академика Д.И. Менделеева). Экспериментальные исследования, посвященные определению порога оптического пробоя ZGP при воздействии излучения Ho^{3+} : YAG-лазера, выполнены при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (в рамках государственного задания ИПФРАН, проект № 0035-2019-0012) и Российского научного фонда (грант № 19-12-00085).

1. Yevtushenko A., Rozniakowska-Klosinska M. *Encyclopedia of Thermal Stresses* (Berlin: Springer, 2014, p. 29).
2. Парфенов В.А. *Лазерная микрообработка материалов* (СПб: СПбГЭТУ «ЛЭТИ», 2011, с. 59).
3. Бобровников С.М., Матвиенко Г.Г., Романовский О.А., Сериков И.Б., Суханов А.Я. *Лидарный спектроскопический газоанализ атмосферы* (Томск: ИОА СО РАН, 2014).
4. Romanovskii O.A., Sadovnikov S.A., Kharchenko O.V., Yakovlev S.V. *Opt. Laser Technol.*, **116**, 390 (2019).
5. Бочковский Д.А., Васильева А.В., Матвиенко Г.Г., Полуниин Ю.П. и др. *Оптика атмосферы и океана*, **24**, 985 (2011) [*Atmosph. Ocean. Opt.*, **25**, 166 (2012)].
6. Солдатов А.Н., Васильева А.В., Полуниин Ю.П., Куксгаузен Д.А., Костыря И.Д. *Биотехносфера*, **3-4**, 47 (2012).
7. Kozub J., Ivanov B., Jayasinghe A., Prasad R., Shen J., Klosner M., Heller D., Mendenhall M., et al. *Biomed. Opt. Express*, **2**, 1275 (2011).
8. Schunemann P.G., Zawilski K.T., Pomeranz L.A., Creeden D.J., Budni P.A. *J. Opt. Soc. Am. B*, **33**, D36 (2016).
9. Hemming A., Richards J., Davidson A.A., Carmody N., Bennetts S., Simakov N., Haub J. *Opt. Express*, **21**, 1364 (2013).
10. Haakestad M.W., Fonnum H., Lippert E. *Opt. Express*, **22**, 8556 (2014).
11. Qian C., Yao B., Zhao B., Liu G., et al. *Opt. Lett.*, **44**, 715 (2019).
12. Маненков А.А., Прохоров А.М. *УФН*, **148**, 179 (1986) [*Sov. Usp. Phys.*, **29**, 104 (1986)].
13. Boling N.L., Crisp M.D., Dubé G. *Appl. Opt.*, **12**, 650 (1973).
14. Peterson R.D., Schepler K.L., Brown J.L. *J. Opt. Soc. Am. B*, **12**, 2142 (1995).
15. Zawilski K.T., Setzler S.D., Schunemann P.G., Pollak T.M. *J. Opt. Soc. Am. B*, **23**, 2310 (2006).
16. Hildenbrand A., Kieleck C., Tyazhev A., Marchev G., Stöppler G., Eichhorn M., Schunemann P.G., Panyutin V.L., Petrov V. *Opt. Eng.*, **53**, 122511 (2014).
17. Грибенюков А.И., Дёмин В.В., Ольшукоев А.С., Подзывалов С.Н., Половцев И.Г., Юдин Н.Н. *Изв. вузов. Физика*, **61**, 89 (2019).
18. Андреев Ю.М., Бадиков В.В., Воеводин В.Г., Гейко Л.Г., Гейко П.П., Иващенко М.В., Карапузиов А.И., Шерстов И.В. *Квантовая электроника*, **31**, 1075 (2001) [*Quantum Electron.*, **31**, 1075 (2001)].
19. Churnside J.H., Wilson J.J., Andreev Yu.M., Gribenyukov A.I., Shubin S.F., Dolgii S.I., Zuev V.V., in *NOAA Techn. Memorand. ERL WPL-224* (VA, USA, Springfield, 1992, p. 18).
20. Верозубова Г.А., Филиппов М.М., Грибенюков А.И., Трофимов А.Ю., Окунев А.О., Стащенко В.А. *Изв. Томского политехнич. ун-та*, **321**, 121 (2012).
21. Брудный В.Н., Воеводин В.Г., Гриняев С.Н. *ФТТ*, **48**, 1949 (2006).
22. Verozubova G.A., Gribenyukov A.I., Mironov Yu.P. *Inorgan. Mater.*, **430**, 1 (2007).
23. Dyomin V.V., Gribenyukov A.I., Podzyvalov S.N., Yudin N.N., Zinoviev M.M., Polovtsev I.G., Davydova A.S., Olshukov A.S. *Appl. Sci.*, **10**, 442 (2020).
24. Dyomin V.V., Gribenyukov A.I., Davydova A.S., Zinoviev M.M., Olshukov A.S., Podzyvalov S.N., et al. *Appl. Opt.*, **58**, G300 (2019).
25. Gribenyukov A.I., Yudin N.N., Podzyvalov S.N., Zinoviev M.M., Olshukov A.S., Shumeiko A.S., Soldatov A.N., Yudin N.A. *Opt. Memory Neural Networks*, **29**, 147 (2020).
26. ISO 4287/1, *Surface texture: profile method – terms, definitions and surface texture parameters* (DC, USA, Washington: ANSI, 1997).
27. Antipov O.L., Kositsyn R.I., Eranov I.D. *Laser Phys. Lett.*, **14**, 015002 (2017).
28. ISO 11146-1:2005, *Lasers and laser-related equipment – Test methods for laser beam widths, divergence angles and beam propagation ratios* (DC, USA, Washington: ANSI, 2005).
29. ISO 14644-1-99, *Cleanrooms and associated controlled environments* (DC, USA, Washington: ANSI, 1999).
30. ISO 11254-2:2001, *Lasers and laser-related equipment – Determination of laser-induced damage threshold of optical surfaces – Part 1: 1-on-1 test and Part 2: S-on-1 test* (DC, USA, Washington: ANSI, 2001).
31. <http://lidaris.com/laserdamage-testing/>.
32. ISO 2602:1980, *Statistical interpretation of test results – Estimation of the mean – Confidence interval* (DC, USA, Washington: ANSI, 1980).
33. Fisher R.A., Rothamsted M.A. *Metron.*, **5**, 90 (1925).
34. Gribenyukov A.I., Verozubova G.A., Trofimov A., Yunda N.T., Vere A.W., Flyun C.J., in *Proc. 6 Intern. Conf. Modificat. Mater. Particle Beams and Plasma Flows* (Tomsk, 2002, p. 315).
35. Абрикосов Н.Х., Земсков В.С. *Легированные полупроводники* (М.: Наука, 1975, с. 8).
36. Воеводин В.Г. Докт. дисс. (Томск, СФТИ, 2003).
37. Копылов А.А., Пихтин А.Н. *ФТП*, **8**, 2398 (1974).
38. Шен И.Р. *Принципы нелинейной оптики* (М.: Наука, 1989).
39. Hutcheon R.J., Perrett V.J., Mason P.D. *Proc. SPIE*, **5620**, 264 (2015).
40. Антипов О.Л., Еранов И.Д., Косицын Р.И. *Квантовая электроника*, **47**, 601 (2017) [*Quantum Electron.*, **47**, 601 (2017)].
41. Павлов П.В. *Физика твердого тела* (М.: Высшая школа, 2000).
42. Schunemann P. *Laser Focus World*, 1 April (2018).