«Оптика атмосферы и океана», **16,** № 4 (2003)

УДК 6.21.373.8.038.825.2

С.Г. Казанцев

Лазерная стойкость перспективных материалов силовой ИК-оптики. Часть 1. Механизмы повреждения материалов силовой ИК-оптики

ФГУП «Гос.НИИ лазерный центр РФ "Радуга"», г. Радужный Владимирской обл.

Поступила в редакцию 22.01.2003 г.

В экспериментальных исследованиях лазерной стойкости монокристаллов ZnSe, CdTe, Ge, KRS-5, KCl, NaCl, BaF_2 были использованы импульсные и импульсно-периодические CO-, CO_2-, HF-, DF-; Nd^{3+}, YAG-лазеры, а также непрерывные CO- и CO_2-лазеры. Разработаны физические и математические модели разрушения прозрачных диэлектриков и полупроводников. Установлена взаимосвязь лазерной стойкости поверхности ИК-материалов со следующими характеристиками: коэффициентом преломления, шириной запрещенной зоны, границей собственного поглощения спектрального диапазона, энергией решетки, размерами анионных и катионных радиусов, порядковыми номерами в таблице Менделеева.

Разработка лазерных технологий обработки материалов в условиях вакуума и газовых сред (модификация и закаливание поверхности, плавление, испарение, сварка, резка, маркировка и т.п.), работы по инерциальному термоядерному синтезу и ряд других практических применений квантовой электроники привели к появлению газовых лазеров среднего ИК-диапазона с интенсивностью выходного излучения, достигающей ~10^6–10^{10} Вт · см$^{-2}$ в импульсном и средней выходной мощностью до сотен киловатт в импульсно-периодическом режимах, длительностями импульса ~10^{-9}–10^{-3} с и апертурами ~3–30 см [1–4]. Для формирования в пространстве и доставки к исследуемым объектам излучения такой мощности потребовалось создание надежной и долговечной широкоапертурной проходной оптики – лазерных окон, призм, клиньев и других элементов оптических схем. Что, в свою очередь, обусловило необходимость проведения экспериментальных исследований по лазерной стойкости перспективных материалов ИК-оптики (ZnSe, CdTe, KCI, NaCl, KRS-5, BaF_2 и др.) при реальных апертурах излучения [1, 6–9].

Повреждение поверхности оптических элементов

Повреждения поверхности оптических элементов, возникающие под действием широкоапертурного импульсного излучения с $\lambda = 1{,}06$–$10{,}6$ мкм и длительностью 0,1 мкс–10 мс, представляют собой сетку трещин глубиной 0,1–1 мм и протяженностью 1–100 мм. У полупроводниковых кристаллов возникают также кратеры и каверны размером до 1–3 мм. Ориентировка трещин определяется структурой и симметрией кристалла. Распределение повреждений на поверхности и степень ее повреждения коррелируют с интенсивностью и размерами плазменных образований, возникающих при оптическом пробое. Порог возникновения повреждений поверхности зависит от параметров лазерного излучения и материала оптического элемента.

Под действием излучения с длиной волны $\lambda = 10{,}6$ мкм и длительностью импульса $\tau \sim 1$ мкс у монокристаллов KRS-5 повреждения возникали при плотности энергии

$$W_{ts} \sim 1\text{–}4,\ \mathrm{KCl} - 1\text{–}7,\ \mathrm{NaCl} - 1\text{–}9,\ \mathrm{BaF_2} - 6\text{–}12,$$

$$\mathrm{Ge\ и\ CdTe} - 0{,}5\text{–}4,\ \mathrm{ZnSe} - 0{,}5\text{–}6\ \text{Дж} \cdot \text{см}^{-2}$$

(интенсивности $q_{ts} \sim W_{ts}/\tau$) [1, 2, 6–9].

Методами высокоскоростной фоторегистрации и спектроскопии временных, пространственных и спектральных характеристик плазменных образований, возникающих при оптическом пробое вблизи поверхности оптических элементов, установлены основные закономерности возникновения и развития оптического пробоя вблизи поверхности, и предложен механизм ее повреждения [1, 2, 10, 12].

Плазменное образование возникает на расстоянии $h \sim 3$–5 мм от поверхности оптического элемента с временной задержкой Δt_f относительно переднего фронта лазерного импульса. Максимальная высота плазменного факела достигает 20–50 мм, температура – 5–20 тыс.К. Величина Δt_f зависит от максимального значения интенсивности лазерного излучения q_{max} и длительности переднего фронта лазерного импульса $\Delta\tau$. Для $\Delta\tau \sim 200$ нс существует зависимость вида $\Delta t_f \sim q_{max}^{-0,3}$. Начальная скорость фронта приповерхностного плазменного факела в первые 0,5 мкс от момента оптического пробоя достигает значений 5–8 км · с$^{-1}$, затем скорость постепенно убывает до 3–4 км · с$^{-1}$ в течение последующих 1–1,5 мкс и до 1–2 км · с$^{-1}$ в течение еще 10 мкс. Через 1–3 мкс от момента начального плазмообразования поверхность оптического элемента испытывает помимо лазерного и УФ-излучения воздействие и со стороны высокотемпературного фронта ударной волны, распространяющегося со

сверхзвуковой скоростью. Задержка акустического отклика Δt_p на это воздействие относительно переднего фронта лазерного импульса составляет ~ 2–4 мкс и является суперпозицией следующих временных интервалов: задержки начального плазмообразования (Δt_f ~ 0,2–1 мкс); времени, необходимого для преодоления фронтом ударной волны расстояния между очагом пробоя и поверхностью оптического элемента (1–3 мкс), времени распространения акустической волны в кристалле от области воздействия фронта ударной волны до пьезодатчика (~ 1–2 мкс) [1, 2].

В интегральных спектрах свечения плазменных образований наиболее интенсивными являются уширенные линии дважды ионизованных компонентов воздуха, в основном NII и OII, линии излучения атомов материала оптического элемента, а также линия H_α, характерная для адсорбированной на поверхности оптических элементов воды. При этом спектр свечения компонентов воздуха наблюдается уже на первой микросекунде оптического пробоя, а линия H_α появляется с задержкой ~ 2–3 мкс от начального плазмообразования и становится наиболее интенсивной. Распространение ударной волны сопровождается быстрым остыванием разреженного газа в приповерхностной области, а высокая интенсивность излучения плазменного образования сохраняется лишь на фронте плазменного факела, при этом достаточно отчетливо выделяется линия H_α [1, 2].

Таким образом, возникновение оптического пробоя происходит в воздушно-газовой смеси без участия адсорбентов. Резкий рост интенсивности линии H_α в дальнейшем указывает на активное взаимодействие паров адсорбентов с подводимым лазерным излучением и УФ-излучением плазменного образования, которое сопровождается фотоионизацией, нагревом и удалением паров адсорбентов фронтом ударной волны расширяющегося плазменного факела.

Разграничение на этапы в предложенной физической модели многостадийного механизма повреждения поверхности определяется характеристиками воздействующих на поверхность оптического элемента факторов (таблица).

Механизм повреждения поверхности оптических элементов импульсным лазерным излучением микросекундной длительности

Этап	Основные физические явления, характерные для этапа	Воздействующие факторы	Продолжительность этапа, мкс
Возникновение оптического пробоя	Интерференция подводимого и отраженного лазерного излучения, оптический пробой в воздушно-газовой среде на расстоянии от поверхности	Лазерное излучение	0,2–1 ($\Delta t_f \sim q_{max}^{-n}$)
Развитие плазменного факела	Нагрев плазмы пробоя лазерным излучением до 5–20 тыс. К, расширение фронта ударной волны со скоростью 3–10 км · с$^{-1}$	Лазерное излучение + УФ-излучение плазмы	1–3
Контакт поверхности с фронтом ударной волны плазмы пробоя	Тепловой и акустический удар, возгонка паров адсорбентов с поверхности	Лазерное излучение + УФ-излучение плазмы + тепловой и акустический удар	3–8
Повреждение поверхности	Взаимодействие ионизованных паров адсорбентов с лазерным излучением и плазмой пробоя, их нагрев и переизлучение в видимом и УФ-диапазонах. Локальный нагрев приповерхностной области оптического элемента, возникновение резкого температурного градиента, растрескивание поверхности	Лазерное излучение + УФ-излучение плазмы	> 10

Полученные экспериментальные данные позволили сформулировать ряд важных практических следствий, а также объяснить следующие закономерности [10, 12]:

1. На основе модели интерференции подводимого и отраженного от граней оптического элемента лазерного излучения установлена корреляция порогов повреждения поверхности q_{ts} с коэффициентами преломления и отражения

$$q_{ts} \sim (n+1)^2/4n^2 \quad (1)$$

или

$$q_{ts} \sim (1+R^{1/2})^{-2}, \quad (2)$$

где n, R – коэффициенты преломления и отражения от граней соответственно. Полученные соотношения согласуются с экспериментальными значениями порогов повреждения поверхности ионных и полупроводниковых кристаллов и металлозеркал в области относительно высоких значений коэффициентов отражения $R > 0{,}1$ и преломления $n > 1{,}5$.

2. Обратноквадратичная зависимость порогов повреждения поверхности материала одного типа от λ объясняется тем, что пробой происходит в воздушно-газовой среде, а величина напряженности порогового поля оптического пробоя ε при лавинной ионизации пропорциональна его частоте ν. С учетом соотношений $\varepsilon \sim q^{1/2}$ и $\nu \sim \lambda^{-1}$

$$q_{ts} \sim \lambda^{-2}. \quad (3)$$

3. Материалы с величинами $R < 0{,}1$ и $n < 1{,}5$ имеют пороги повреждения поверхности тем выше, чем дальше в УФ-области находится граница собственного поглощения λ_{uv} (чем больше ширина запрещенной зоны E_g) (рис. 1).

Так как максимум излучения плазменного образования, имеющего температуру ~ (5–20) · 10^3 К, приходится на диапазон 0,6–0,15 мкм, то в приповерхностном слое большинства полупроводниковых кристаллов

(λ_{uv} ~ 0,5–1,8 мкм) поглотится значительно большая доля энергии, излучаемой плазменным образованием, чем у ионных кристаллов (λ_{uv} ~ 0,11–0,25 мкм). Это вызывает появление более резких температурных градиентов в приповерхностном слое и создает более благоприятные условия для термомеханического разрушения поверхности. Этим также объясняется снижение порогов повреждения поверхности материалов, имеющих полосы примесного поглощения вблизи границы собственного поглощения (рис. 2).

Важным следствием данного эксперимента является обоснование необходимости тщательной очистки шихты и расплава от молекулярного кислорода, свинца, соединений гидроксила и других элементов, снижающих прозрачность материала вблизи границы собственного поглощения.

4. В случае лазерного воздействия на оптические элементы, имеющие просветляющие и защитные покрытия, все установленные закономерности соблюдаются: порог повреждения поверхности тем ниже, чем выше коэффициент отражения у покрытия или подложки; если подложка более прозрачна в ближнем УФ-диапазоне (имеет меньшее значение λ_{uv}), чем покрытие, то наблюдается повреждение только покрытия (рис. 3).

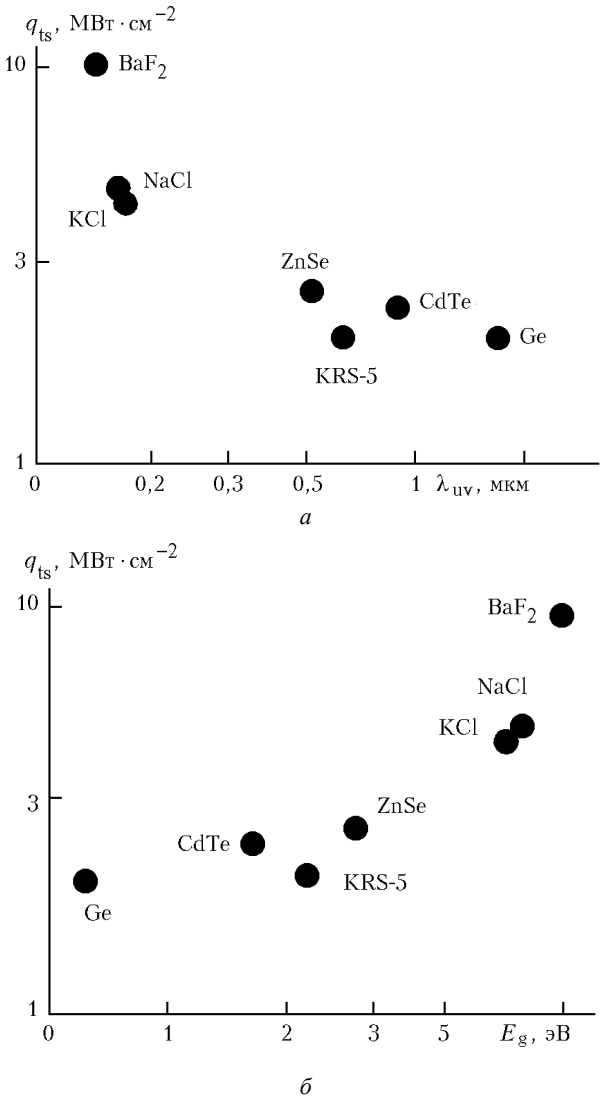

Рис. 1. Экспериментальные значения порогов повреждения поверхности монокристаллов и их зависимости от границы собственного поглощения (а) и ширины запрещенной зоны (*б*)

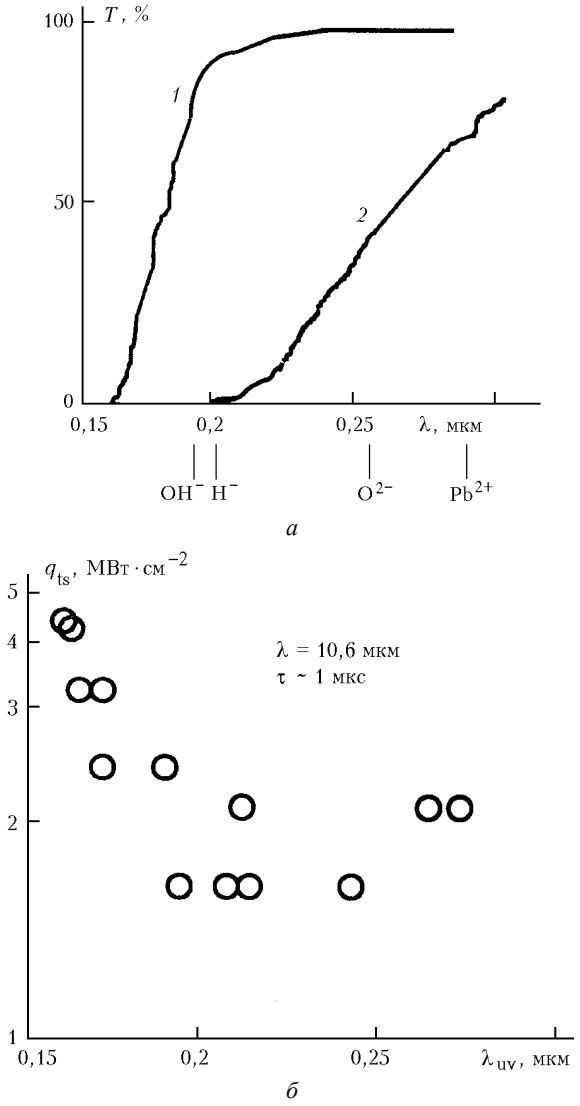

Рис. 2. Типичные спектры пропускания монокристаллов NaCl (*а*) наиболее чистых (*1*) и имеющих примеси (*2*); зависимость значений порогов повреждения поверхности от границы собственного поглощения (*б*)

Объемные повреждения оптических элементов, статистические закономерности

Повреждения объема, возникающие под действием импульсного лазерного излучения, являются локальными концентраторами внутренних напряжений и представляют собой в ионных кристаллах сферические полости диаметром 5–60 мкм. В полупроводниковых кристаллах возникают полости размером до 100 мкм, имеющие огранку, определяемую симметрией кристалла, а также каверны произ-

вольной формы, достигающие размеров ~ 0,01–3 мм. Отсутствие подобных повреждений в ионных кристаллах объясняется их более высоким оптическим качеством: в промышленных образцах значительно реже встречаются крупные инородные включения, структурные несовершенства, обусловленные отклонением от стехиометрического состава, и другие ростовые дефекты. Пороги возникновения повреждений в объеме также зависят от параметров лазерного излучения и материала оптического элемента, однако имеют несколько большие значения, чем пороги повреждения поверхности. Под действием излучения с $\lambda = 10{,}6$ мкм и $\tau \sim 1$ мкс повреждения в объеме монокристаллов KRS-5 возникали при $W_{tv} \sim 1$–6, KCl – 3–10, NaCl – 4–12, BaF_2 – 10–22, CdTe – 0,5–5, ZnSe – 2–6, Ge – 3–10 Дж · см$^{-2}$ [1, 6–9].

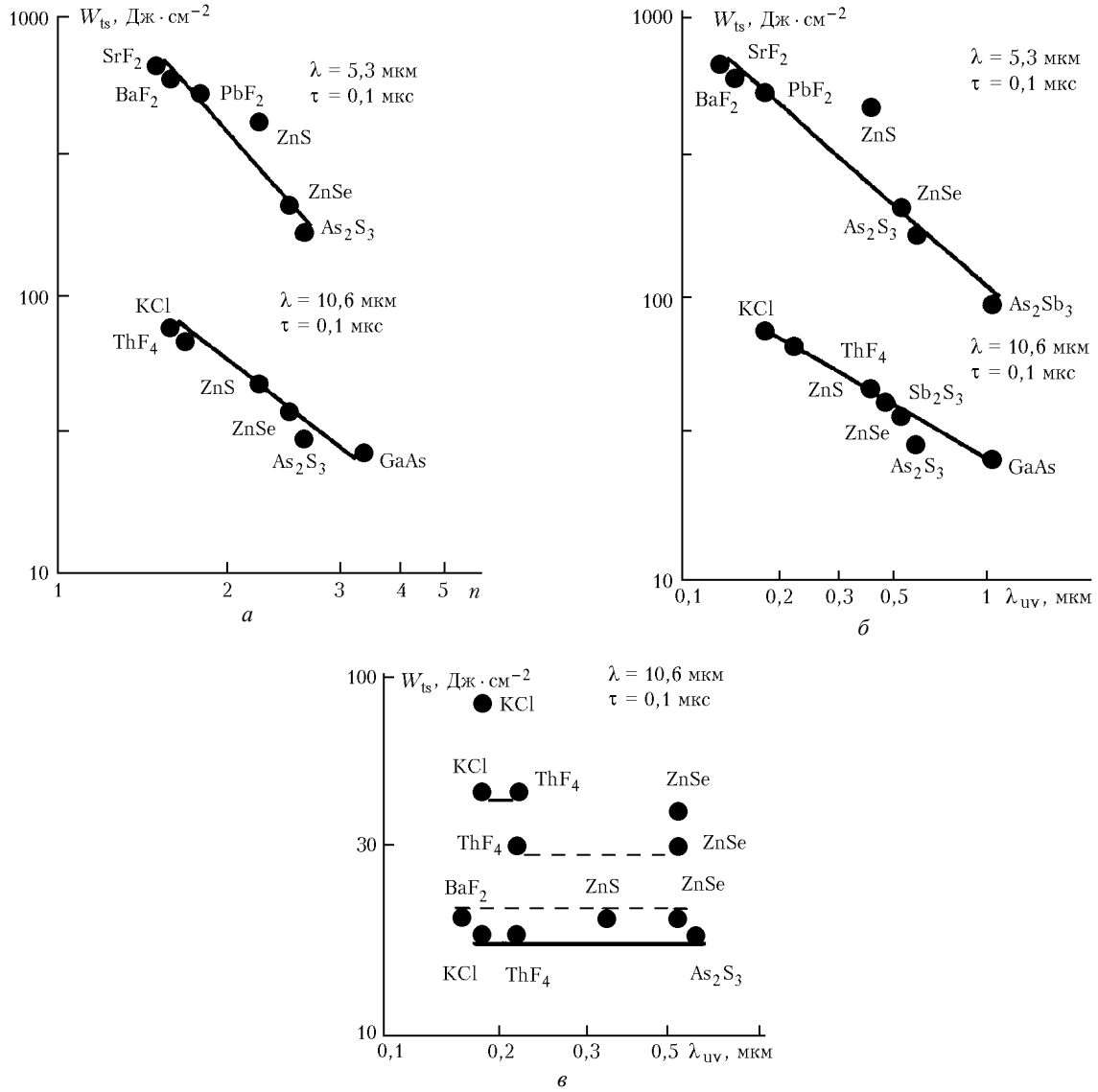

Рис. 3. Зависимости порогов повреждения поверхности оптических элементов с однослойными (*а*, *б*) и двухслойными (*в*) покрытиями от коэффициента преломления (*а*) и границы собственного поглощения (*б*, *в*) материала покрытий

Установлено [1, 10], что случайная величина – порог оптического пробоя в объеме W_{tv} – имеет нормальный закон распределения и, следовательно, процесс повреждения объема оптических материалов лазерным излучением описывается статистикой Пуассона:

$$P_v = 1 - a \exp(-bvW^2), \tag{4}$$

где P_v – вероятность повреждения объема; a, b – константы; v – величина облучаемого объема.

Поэтому выражение размерной зависимости порога повреждения объема W_{tv} (так называемый «размерный эффект») в общем виде выглядит

$$W_{tv} = v^{-1/2}(b^{-1} \ln a) \tag{5}$$

или

$$W_{tv} \sim v^{-1/2}; \tag{6}$$

$$q_{tv} \sim v^{-1/2}. \tag{7}$$

Сравнение экспериментальных значений и расчетной зависимости $q_{tv} \sim f(v)$ на примере монокристаллов KCl и NaCl свидетельствует об их удовлетворительной корреляции в диапазоне величин $v \sim 3{,}4 \times 10^{-9}$ см^3 – $5 \cdot 10^3$ см^3 (при апертурах ~ 80 мкм–30 см) [4, 7].

Экспериментально доказано существование корреляции значений порогов пробоя объема реальных материалов со значениями низкочастотной границы пропускания λ_{ir}, которая определяется многофононными процессами, вызываемыми одновременным возбуждением нескольких колебательных мод решетки. При этом для $\tau \sim 1$ мкс и $v = 36$ см^3 наблюдается зависимость вида

$$\lg W_{tv} = 3{,}3 - 2 \lg \lambda_{ir}. \quad (8)$$

На основе этих данных получена связь пороговой интенсивности лазерного излучения q_{tv} (пороговой напряженности поля световой волны ε_{tv}) и граничной частоты спектра фононов $\nu_{ir} \sim \lambda_{ir}^{-1}$:

$$q_{tv} \sim \nu_{ir}^2 \quad (9)$$

или

$$\varepsilon_{tv} \sim \nu_{ir}. \quad (10)$$

Такого рода зависимость характерна для пробоя в постоянном электрическом поле (E = const), в котором реализуется механизм ударной лавинной ионизации (рис. 4).

В соответствии с решением квантового кинетического уравнения в диффузионном приближении для модели лавинной ионизации и случая высоких температур известна зависимость порогового поля оптического пробоя от частоты лазерного излучения ν и скорости распространения звуковых колебаний в кристалле v_s

$$\varepsilon_{tv}^2 \sim I v_s^2 (\nu^2 + I l_{ac}^2), \quad (11)$$

где I – потенциал ионизации; l_{ac} – длина пробега электрона при рассеянии на акустических фононах.

Экспериментально установлено существование следующих зависимостей (рис. 5):

при облучении разного типа кристаллов излучением одной длины волны (ν = const)

$$\varepsilon_{tv} \sim v_s; \quad (12)$$

при облучении одного типа кристаллов (v_s = const) излучением различных длин волн

$$\varepsilon_{tv} \sim \lambda^{-1}. \quad (13)$$

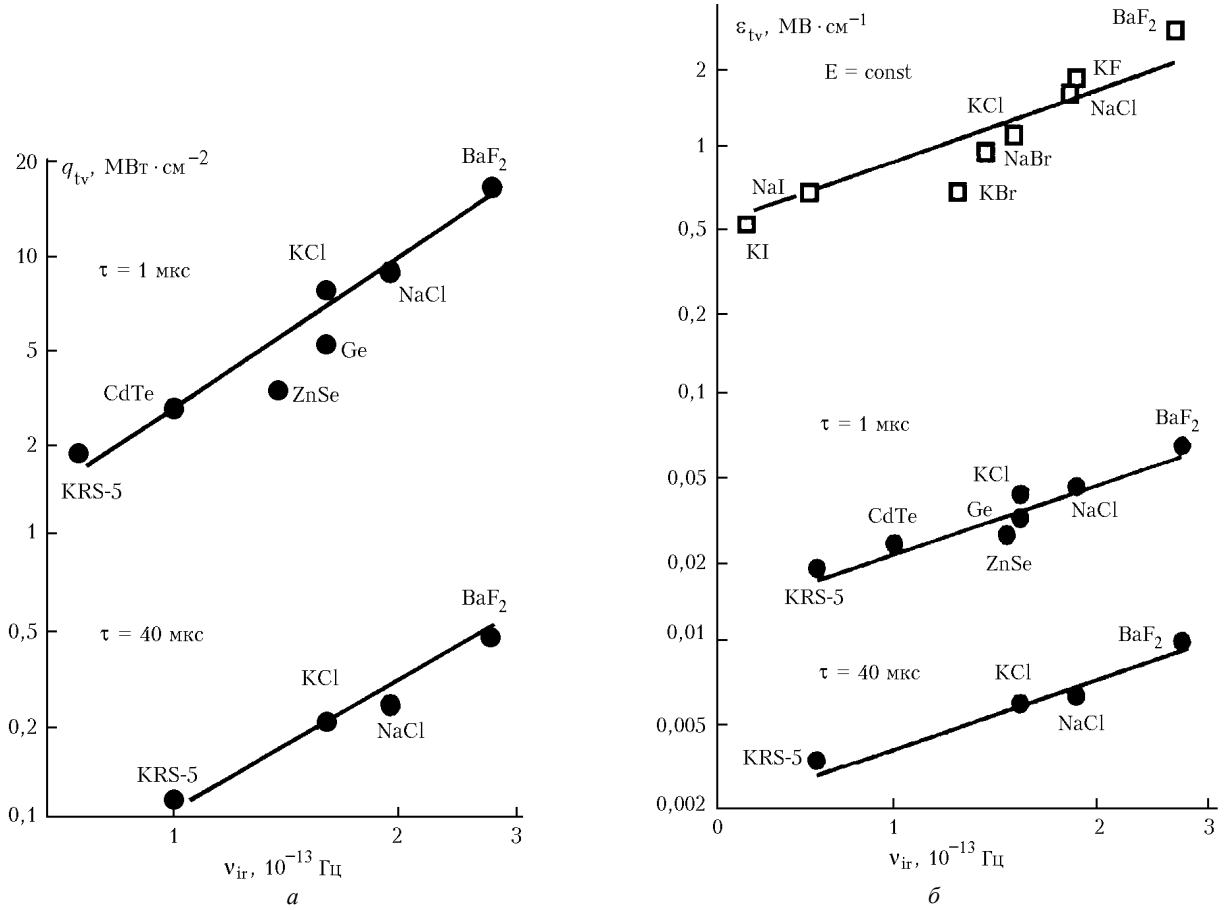

Рис. 4. Зависимости порогов объемного повреждения (*а*) и соответствующих им значений порогового поля пробоя (*б*) полупроводниковых и ионных монокристаллов от граничной частоты спектра фононов

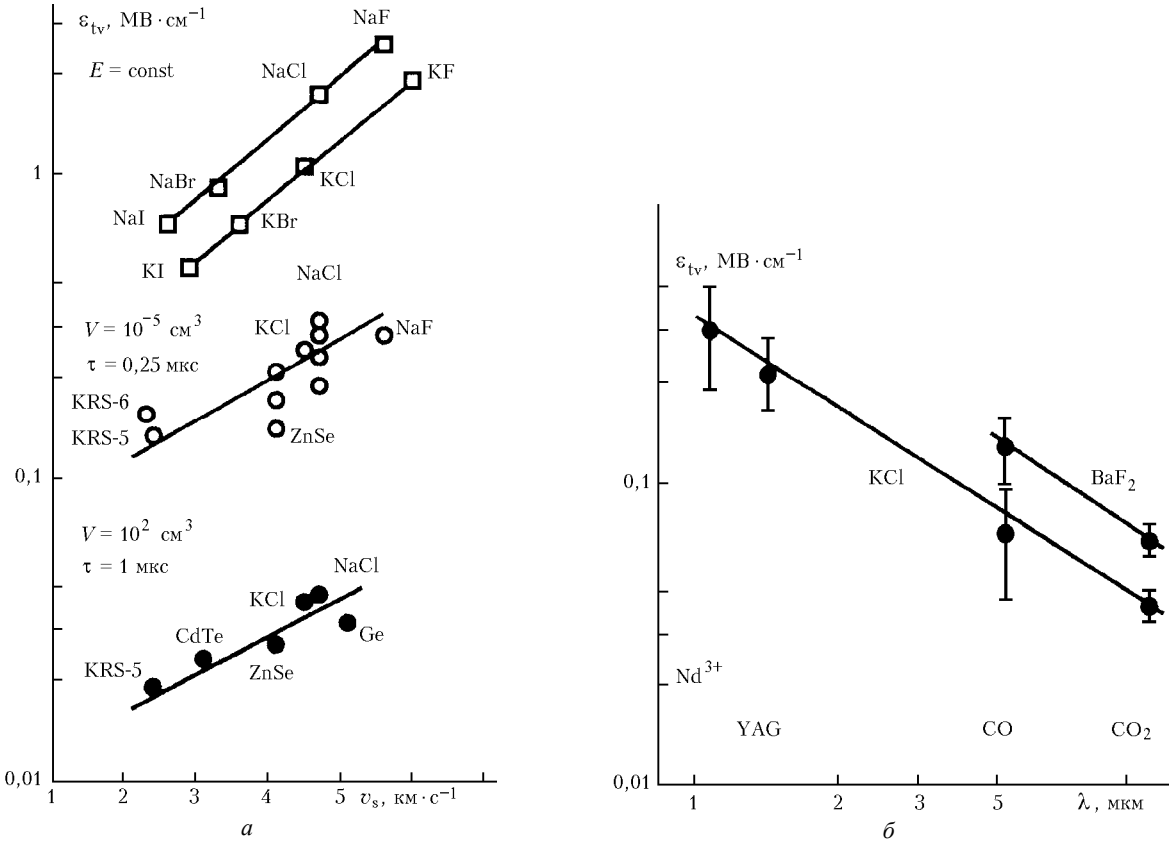

Рис. 5. Зависимости значений порогового поля оптического и электрического пробоя от скорости распространения звуковых колебаний в кристалле (*а*) и длины волны лазерного излучения (*б*)

Полученные результаты наиболее адекватно объясняются в рамках следующей физической модели повреждения объема импульсным лазерным излучением, реализующегося в ряде этапов [10, 12]:

– инициирование оптического пробоя и генерация затравочных электронов в результате ионизации поглощающей неоднородности;

– развитие пробоя по типу ударной лавинной ионизации;

– плазмообразование на фронтальной поверхности поглощающей неоднородности, интенсивное поглощение лазерного излучения, ионизация прилегающих областей УФ-излучением плазмы пробоя;

– тепловой взрыв и формирование полости путем дислокационного выноса материала;

– генерация ударной волны от области пробоя и рост размеров полости при поглощении подводимого и самофокусирующегося излучения;

– остывание плазменного образования и релаксация напряжений.

Принципиальное отличие данной модели заключается в том, что в качестве определяющего фактора, запускающего механизм инициирования оптического пробоя, рассматривается ионизация самой поглощающей неоднородности. Лазерное воздействие на фронтальную область поглощающей неоднородности вызывает генерацию свободных электронов, которые являются затравочными для формирования и развития электронной лавины. Очевидно, что энергетические затраты на генерацию электронов и развитие ударной лавины в материале поглощающей неоднородности значительно меньше, чем у окружающего слоя материала, являющегося широкозонным полупроводником или диэлектриком. Поэтому экспериментально наблюдаемые значения порогов оптического пробоя реальных материалов ИК-оптики существенно ниже значений порогов пробоя, рассчитанных в рамках модели лавинной ионизации диэлектриков в поле световой волны и наблюдавшихся при фокусировке лазерного излучения в супермалые пятна. Лавинная ударная ионизация поглощающей неоднородности приводит к локальному плазмообразованию и к еще более интенсивному поглощению лазерного излучения и ионизации прилегающих областей материала оптического элемента УФ-излучением плазмы пробоя.

На последующих стадиях развития оптического пробоя в случае, если величина энергии, поглощенной неоднородностью, превышает некоторое пороговое значение, происходит тепловой взрыв самой поглощающей неоднородности и прилегающего слоя материала с формированием полости. Очевидно, что энергетические затраты на образование полости определяются прочностью химических связей материала. Это экспериментально подтверждено корреляцией значений порогового поля оптического пробоя и энергии решетки E_p (рис. 6), которая определяется величиной ионных радиусов химических элементов (зависимости ε_{tv} от суммарного радиуса анионов и катионов $R_A + R_K$ или суммарного порядкового номера химических элементов материала $Z_A + Z_K$).

При непрерывном и квазинепрерывном режимах облучения происходит смена механизма повреждения объема кристаллов: в результате постепенного накопления внут-

ренних напряжений монокристаллы KRS-5, KCl, NaCl и Ge раскалываются по плоскостям спайности, а BaF_2, CdTe, ZnSe – по границам блоков. Пороги повреждения под действием непрерывного излучения CO_2-лазера составили для монокристаллов KCl 1,8–3, NaCl – 0,9–2,4, KRS-5 – 0,5–1,2, BaF_2 – 0,03–0,05, ZnSe – 2–4 и CdTe – 1,5–2,7 кВт · см$^{-2}$ и коррелируют с величиной поглощения на рабочей длине волны. Аналогичные повреждения наблюдаются при облучении ионных монокристаллов импульсно-периодическим излучением допороговой интенсивности: для KCl с суммарным числом импульсов $N \sim 10^4$–10^5 и $W \sim 0{,}5$–4 Дж · см$^{-2}$, а BaF_2 – $N \sim 10^3$–10^4 и $W \sim 1$–6 Дж · см$^{-2}$ [1, 3].

Различие механизмов повреждения оптических материалов непрерывным и импульсным лазерным излучением обусловливает и различие подходов к решению проблемы повышения их лазерной стойкости.

Установлено, что под действием лазерного излучения с $\tau \le 0{,}5$–1 мс и $\lambda = 10{,}6$ мкм, а также с $\tau \le 5$–10 мкс и $\lambda = 1{,}06$ мкм повреждение кристаллов обусловлено оптическим пробоем на поглощающих неоднородностях и сопровождается быстропротекающим процессом перераспределения внутренних напряжений, выражающемся в периодическом изменении картины двулучепреломления. Воздействие излучения с $\tau \ge 0{,}1$ с вызывает термомеханическое повреждение материала, а при облучении лазерными импульсами с $\tau \sim 1{,}5$–5 мс и $\lambda = 1{,}06$ мкм особенности повреждения определяются интенсивностью подводимого лазерного излучения – при допороговой интенсивности происходит постепенное накопление внутренних напряжений. Смена механизма лазерного разрушения при изменении длительности импульсов происходит в интервале длительностей ~ 1–10 мс (рис. 7) [1, 5].

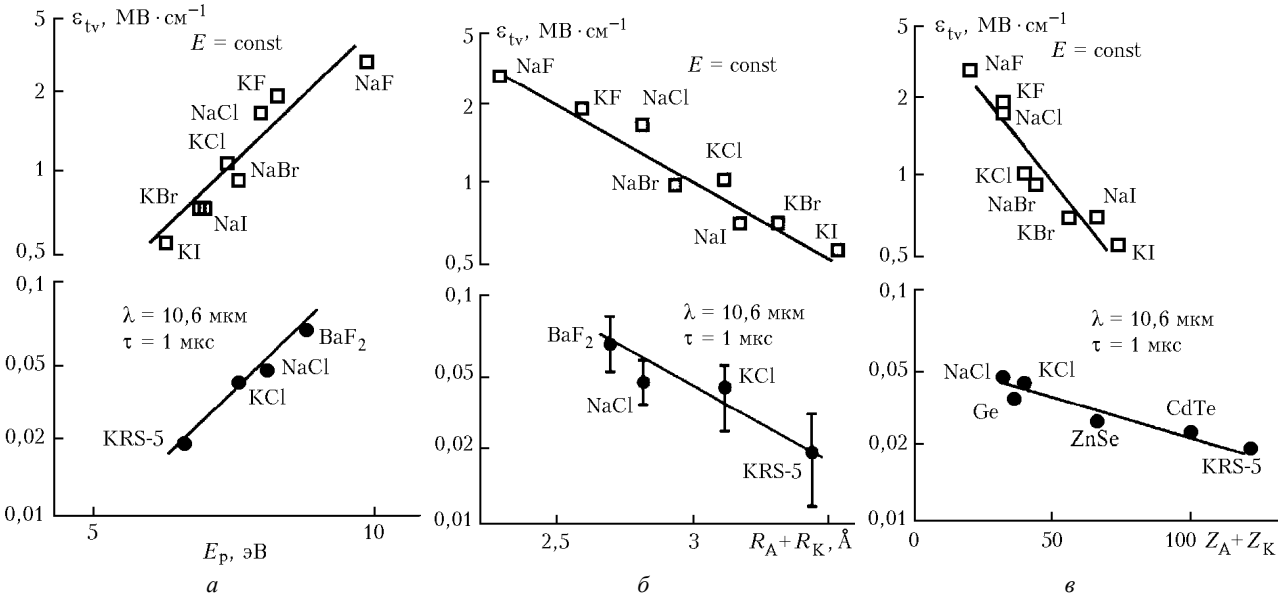

Рис. 6. Зависимости значений порогового поля оптического и электрического пробоя объема от величины энергии связи (*а*), суммарного радиуса (*б*) и суммарного порядкового номера (*в*) анионов и катионов материала

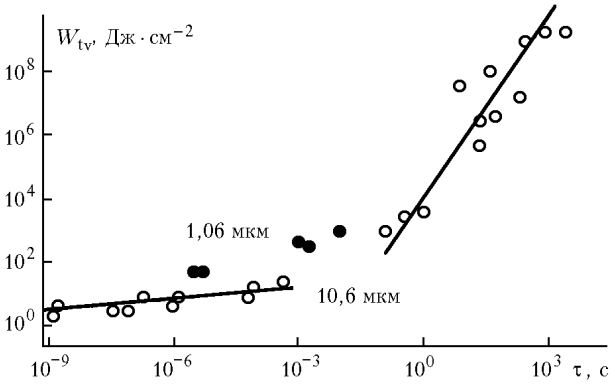

Рис. 7. Зависимость порогов повреждения объема монокристаллов KCl от длительности лазерного импульса с длиной волны 10,6 (○) и 1,06 мкм (●)

В результате проведенных исследований сформулированы основные принципы, которыми необходимо руководствоваться при создании широкоапертурной оптики мощных лазеров среднего ИК-диапазона, при выборе материала оптического элемента, технологии его получения, методов увеличения лазерной стойкости материалов и оптимизации конструкций оптических узлов [10–12].

- Материал оптического элемента должен иметь наименьшие значения коэффициентов отражения и преломления, наиболее низкую границу собственного поглощения, наибольшую величину ширины запрещенной зоны, высокие механические характеристики. Низкочастотная граница спектра пропускания должна быть вблизи длины волны лазерного излучения. В ряду одного класса химических соединений лазерная стойкость растет с уменьшением анионных и катионных радиусов элементов или с уменьшением их суммарного порядкового номера в Периодической системе элементов Д.И. Менделеева.
- Технология получения материалов ИК-оптики должна обеспечивать наиболее высокое оптическое качество и наименьшую концентрацию примесей, имеющих полосы поглощения вблизи границы собственного поглощения материала.
- Режим облучения обусловливает применение технологических и конструкционных способов повышения лазерной стойкости материала: при непрерывном режиме

увеличение лазерной стойкости и долговечности возможно за счет химической, лазерной и термической обработки материала, применения технологических способов, улучшающих его механические характеристики, при импульсном облучении – за счет способов, позволяющих уменьшить величину облучаемого объема, улучшить равномерность распределения интенсивности в сечении широкоапертурного лазерного излучения, а также комбинированного применения конструкционных и технологических способов.

1. *Казанцев С.Г.* Лазерная стойкость перспективных материалов силовой ИК-оптики // Изв. вузов. Физ. 1998. № 10. С. 68–84.
2. *Казанцев С.Г.* Оптический пробой поверхности щелочно-галоидных кристаллов микросекундными импульсами широкоапертурного CO_2-лазера // Квант. электрон. 1998. Т. 25. № 4. С. 333–336.
3. *Казанцев С.Г.* Оптическая стойкость материалов окон широкоапертурных импульсно-периодических CO_2-лазеров // Квант. электрон. 1998. Т. 25. № 6. С. 555–557.
4. *Казанцев С.Г.* Размерный эффект и лазерная стойкость материалов ИК-оптики при больших пятнах облучения // Квант. электрон. 1997. Т. 24. № 3. С. 269–270.
5. *Казанцев С.Г.* Влияние длительности лазерного импульса на оптическую стойкость материалов ИК-оптики // Квант. электрон. 1997. Т. 24. № 3. С. 271–273.
6. *Казанцев С.Г., Блистанов А.А., Кугаенко О.М., Петраков В.С.* Морфология повреждения оптических элементов на основе ЩГК излучением широкоапертурного CO_2-лазера // Кристаллография. 1999. Т. 44. № 4. С. 689–693.
7. *Блистанов А.А., Казанцев С.Г., Кугаенко О.М.* ЩГК как материал окон CO_2-лазеров // Изв. вузов. Матер. электрон. техн. 2002. № l. С. 4–15.
8. *Казанцев С.Г.* Лучевая прочность оптических элементов из монокристаллов ZnSe и KCl // Оптич. ж. 1997. Т. 64. № 6. С. 63–65.
9. *Казанцев С.Г.* Лазерная стойкость оптических элементов из монокристаллов ZnSe // Кристаллография. 1999. Т. 44. № 5. С. 894–896.
10. *Kazantsev S.G.* Transparent optics of the short-pulsed CO_2-laser: damage mechanisms and the increase methods of laser firmness // Tech. Digest «Russian-German laser symposium-2000». Vladimir; Susdal, 2000, September 21–29. Vladimir: VSU, 2000. P. 45.
11. *Казанцев С.Г.* Концепция создания проходной оптики мощных импульсных лазеров среднего ИК-диапазона // VII Междунар. конф. «Лазерные и лазерно-информационные технологии: фундаментальные проблемы и приложения»: Программа и аннотации докл. 22–26 июня 2001 г., Владимир; Суздаль; Шатура: ИПЛИТ РАН. Владимир: ВлГУ, 2001. С. 78.
12. *Kazantsev S.G.* Damage mechanisms of transparent optics of short-pulsed and the methods of laser firmness increase // V Intern. Conf. «AMPL'2001»: Abstracts. Tomsk, 10–14 September 2001. Tomsk: IAO SB RAS, 2001. P. 107–108.

S.G. Kazantsev. **Laser firmness of perspective materials of IR optics. Part 1. Mechanisms of damage of IR materials**.

The laser induced damage of single crystals ZnSe, CdTe, Ge, KRS-5, KCl, NaCl, BaF_2 was investigated with the pulse CO, CO_2, HF, DF, Nd^{3+}, YAG lasers, as well as pulse-periodical CO, CO_2 laser. Physical and mathematical models of destruction of transparent dielectrics and semiconductors were developed. The laser firmness of IR materials was found to correlate with the fundamental characteristics: refraction factor, bandgap, spectral range, crystal lattice energy, anionic and cationic radii, and the number in the Periodic Table.