

УДК 537.529

ЗАВИСИМОСТИ ПОРОГОВ ОПТИЧЕСКОГО ПРОБОЯ ПОВЕРХНОСТЕЙ ПЛАСТИНЫ ПРОЗРАЧНОГО ДИЭЛЕКТРИКА ОТ УГЛА ПАДЕНИЯ ПОЛЯРИЗОВАННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

В. Н. Смирнов

Проведен расчет зависимостей от угла падения и поляризации лазерного излучения порогов оптического пробоя передней и задней поверхностей пластины прозрачного диэлектрика. Анализ основан на представлениях о том, что пробой инициируется нагревом поглощающих неоднородностей поверхностного слоя образца, причем температура нагрева неоднородности зависит от угла падения и поляризации излучения. Для двух поляризаций излучения определены зависимости от угла отношения порогов пробоя передней и задней поверхностей. Полученные результаты согласуются с экспериментом и совпадают для нормального падения излучения на пластину с литературными данными. Эксперименты выполнены на образцах хлористого натрия, облучавшихся импульсами CO_2 лазера.

Впервые на различие порогов оптического пробоя (повреждения) передней и задней поверхностей оптических элементов, изготовленных из прозрачных диэлектриков, было обращено внимание в [1]. Первоначально предполагалось, что это различие может быть объяснено воздействием на заднюю поверхность потока акустических фононов, генерируемых вдоль пути распространения пучка. В дальнейшем в [2, 3] было показано, что различие порогов пробоя поверхностей плоскопараллельной пластины диэлектрика связано с различием условий интерференции вблизи них падающей и отраженной волн, а именно: вблизи передней поверхности падающая и отраженная волны находятся в противофазе, а вблизи задней в фазе. Последнее приводит к тому, что электрическое поле вблизи задней поверхности оказывается выше, чем у передней даже с учетом потерь при отражении. В результате при нормальном падении излучения на пластину отношение порогов пробоя у передней и задней поверхностей оказывается равным $4n^2/(n+1)^2$, где n — показатель преломления диэлектрика. Этот вывод подтвержден экспериментально на образцах стекол, облучавшихся импульсами неодимового лазера [2]. В [4] при проверке выводов [2] на образцах GaAs и ZnTe при воздействии на них импульсов излучения с $\lambda = 1.06$ мкм хорошего согласия экспериментальных данных с [2] не наблюдалось, что, по мнению автора, связано с различными механизмами потерь в объеме образцов.

Заметим, что в [2, 3] не затрагивался вопрос о том, на что воздействует результирующее поле и каким образом инициируется плазмообразование. Между тем в настоящее время хорошо известно, что оптический пробой в большинстве случаев инициируется нагревом поглощающих неоднородностей (ПН) [5]. Последние же могут быть по-разному локализованы в поверхностном слое диэлектрика, и потому температура их нагрева, а следовательно, и пороги пробоя поверхностей должны зависеть от поляризации и угла падения излучения.

В настоящей работе впервые проведен расчет зависимостей порогов оптического пробоя передней и задней поверхностей пластины прозрачного диэлектрика, обусловленного нагревом ПН поверхностного слоя импульсами лазерного излучения, от угла падения излучения, его поляризации и положения ПН

относительно поверхностей. Расчет проведен для произвольного значения угла φ и двух поляризаций излучения: параллельно и перпендикулярно плоскости падения. Определены значения отношений порогов пробоя передней и задней поверхностей пластины, обусловленных нагревом различным образом локализованных ПН. Результаты теоретического анализа использованы для получения информации о локализации опасных ПН путем сопоставления экспериментальных данных для порогов пробоя поверхностей и их отношений с расчетными зависимостями. Эксперименты проведены на образцах NaCl, облучавшихся импульсами CO_2 лазера.

Рассмотрим нагрев ПН сферической формы с одинаковыми параметрами, различным образом расположенных относительно поверхностей пластины прозрачного диэлектрика (рис. 1) при воздействии на нее импульса лазерного излучения с интенсивностью q . Будем считать, что оптический пробой развивается, когда интенсивность воздействующего на ПН излучения $q_{\text{пн}}$ достигает порогового значения $q_{\text{пн}}^*$, вызывая нагрев ПН до пороговой температуры. Здесь имеется в виду, что второе из упомянутых в [6, 7] условий развития пробоя оказывается наверняка выполненным. Кроме того, будем считать, что пластина облучается параллельным пучком, а различие условий теплоотвода для ПН типа 1 и 3 (а также 2 и 4) не вызывает существенного различия их температур нагрева. Последнее возможно, когда длина диффузии тепла за время, предшествующее развитию пробоя, много меньше размеров ПН.

Легко видеть, что ПН типа 1 находятся под воздействием излучения с $q_{\text{пн}} = (q/n)(1-R)(\cos\varphi/\cos\chi)$, а ПН типа 4 — с интенсивностью $q_{\text{пн}} = (1-R)^2 q$, где χ — угол преломления, $R=R(\varphi, n)$ — коэффициент отражения [8]. ПН типа 2 и 3 находятся в поле двух интерферирующих волн: падающей на поверхность и отраженной от нее. При этом напряженность электрического поля над поверхностью в направлении нормали к ней оказывается промодулированной с периодом, зависящим от длины волны излучения и угла падения [8]. При условии, что размеры ПН существенно меньше λ , нас будет интересовать лишь поле непосредственно вблизи поверхности. Результирующее поле может быть получено путем векторного сложения полей падающей и отраженной волн с учетом формул Френеля для амплитудных коэффициентов отражения [8]. Очевидно, что q достигает порога q^* , когда $q_{\text{пн}}$ достигает значения $q_{\text{пн}}^*$. Для порогов оптического пробоя, обусловленного нагревом рассматриваемых ПН типа 1—4 излучением различной поляризации, получим

$$q_{1\perp}^*(\varphi) = q_{3\perp}^*(\varphi) = q_{\text{пн}}^* A(n, \varphi) \quad (1)$$

$$q_{2\perp}^*(\varphi) = q_{4\perp}^*(\varphi) = q_{\text{пн}}^* A^2(n, \varphi) \cos^2\varphi/n^2 \cos^2\chi, \quad (2)$$

$$q_{1\parallel}^*(\varphi) = q_{\text{пн}}^* B(n, \varphi) \quad (3)$$

$$q_{4\parallel}^*(\varphi) = q_{\text{пн}}^* B^2(n, \varphi) \cos^2\varphi/n^2 \cos^2\chi, \quad (4)$$

$$q_{2\parallel}^*(\varphi) = q_{\text{пн}}^* B^2(n, \varphi) \cos^2\varphi/(n^2 \cos^2\varphi + \sin^2\chi) \cos^2\chi \quad \left. \begin{array}{l} \text{при} \\ \varphi < \arctg n, \end{array} \right\} \quad (5)$$

$$q_{3\parallel}^*(\varphi) = q_{\text{пн}}^* B(n, \varphi)/(\cos^2\chi + n^2 \sin^2\varphi) \quad \left. \begin{array}{l} \text{при} \\ \varphi > \arctg n, \end{array} \right\} \quad (6)$$

$$q_{2\parallel}^*(\varphi) = q_{\text{пн}}^* B^2(n, \varphi) \cos^2\varphi/(\cos^4\chi + \sin^2\varphi \cos^2\varphi) \quad \left. \begin{array}{l} \text{при} \\ \varphi > \arctg n, \end{array} \right\} \quad (7)$$

$$q_{3\parallel}^*(\varphi) = q_{\text{пн}}^* B(n, \varphi) \cos^2\varphi/(n^2 \cos^4\varphi + \sin^2\varphi \cos^2\chi) \quad \left. \begin{array}{l} \text{при} \\ \varphi > \arctg n, \end{array} \right\} \quad (8)$$

где

$$A(n, \varphi) = (\cos\varphi + n \cos\chi)^2/4 \cos^2\varphi, \quad B(n, \varphi) = (n \cos\varphi + \cos\chi)^2/4 \cos^2\varphi.$$

Вид полученных зависимостей для $n=1.48$ (NaCl для $\lambda=10.6$ мкм) показан на рис. 1. Если иметь в виду, что развитие пробоя передней и задней поверхностей пластины связано с нагревом ПН соответственно типа 1 или 3 и 2 или 4, то может быть рассмотрено несколько вариантов отношений порогов q_i/q_k^* (где $i=1, 3$ и $k=2, 4$). Из соотношений (1) и (2) следует, что $q_{1\perp}^*/q_{2\perp}^* = q_{3\perp}^*/q_{4\perp}^* = q_{3\perp}^*/q_{2\perp}^* = q_{3\perp}^*/q_{4\perp}^*$. Для примера ниже приведены зависимости отношений порогов пробоя передней и задней поверхностей пластины, обусловленного лишь ПН типа 1 и 2,

$$q_{1\perp}^*(\varphi)/q_{2\perp}^*(\varphi) = 4n^2 \cos^2\chi/(\cos\varphi + n \cos\chi)^2, \quad (9)$$

$$q_{1\parallel}^*(\varphi)/q_{2\parallel}^*(\varphi) = 4(n^2 \cos^2 \varphi + \sin^2 \chi) \cos^2 \chi / (n \cos \varphi + \cos \chi)^2, \quad (10)$$

$$q_{1\perp}^*(\varphi)/q_{2\perp}^*(\varphi) = 4(\cos^4 \chi + \sin^2 \varphi \cos^2 \varphi) / (n \cos \varphi + \cos \chi)^2, \quad (11)$$

где (10) и (11) справедливы соответственно в областях $\varphi < \arctg n$ и $\varphi > \arctg n$. Все варианты зависимостей q_i^*/q_k^* для $n=1.48$ показаны на рис. 2. Во всех случаях $q_i^*(0)/q_k^*(0) = 4n^2/(n+1)^2 = 1.43$. В то же время q_i^*/q_k^* при $\varphi = \pi/2$ принимают различные значения: $q_{1\perp}^*/q_{2\perp}^* = 4$, $q_{1\parallel}^*/q_{2\parallel}^* = 4(1 - 1/n^2) = 2.17$, $q_{1\perp}^*/q_{4\parallel}^* = 4n^2 = 8.76$, $q_{3\parallel}^*/q_{2\parallel}^* = q_{3\parallel}^*/q_{4\parallel}^* = 0$.

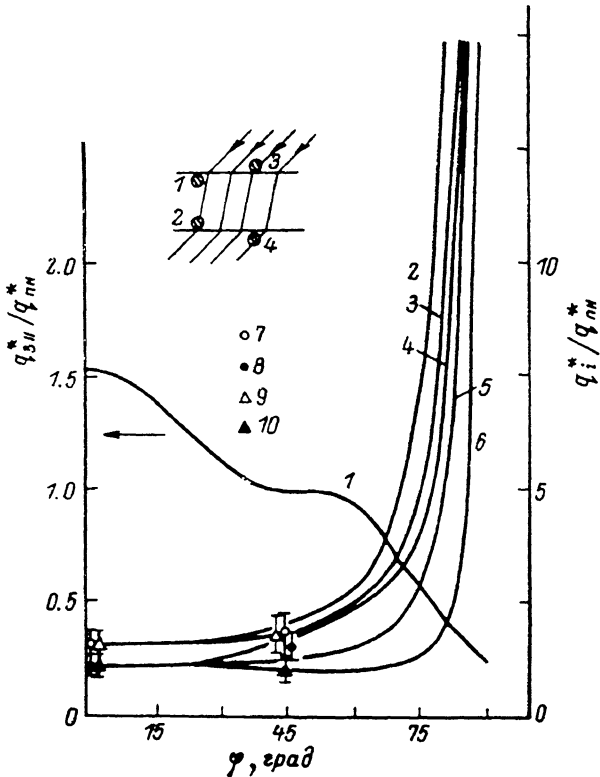


Рис. 1. Зависимости от угла падения и поляризации излучения порогов оптического пробоя поверхностей пластины, обусловленного ПН, различным образом расположенными относительно поверхностей пластины.

Расчет: 1 — $q_{3\parallel}^*/q_{nm}^*$; 2 — $q_{1\perp}^*/q_{nm}^*$, $q_{3\perp}^*/q_{nm}^*$; 3 — $q_{1\parallel}^*/q_{nm}^*$; 4 — $q_{2\parallel}^*/q_{nm}^*$; 5 — $q_{2\perp}^*/q_{nm}^*$, $q_{4\perp}^*/q_{nm}^*$; 6 — $q_{4\parallel}^*/q_{nm}^*$. Эксперимент (относительные значения): 7 — q_{nm}^* , 8 — $q_{T\parallel}^*$, 9 — $q_{T\perp}^*$, 10 — $q_{T\perp}^*$. В верхней части рисунка показано положение ПН относительно передней (1, 3) и тыльной (2, 4) поверхностей пластины.

Методика проведенных экспериментов не отличалась от описанной в [6, 7].¹ В экспериментах, выполненных на оптически полированных пластинах NaCl, определялись пороги появления повреждений передней поверхности q_{\parallel}^* и задней (тыльной) q_{\perp}^* . Образование повреждений (трещины, микрократеры), как правило, сопровождалось яркими вспышками плазмы приповерхностного оптического пробоя. В ряде случаев обнаруживалось появление трещин и микрократеров без инициирования при $q \sim q^*$ плазмы. Излучение фокусировалось линзой с $F \approx 300$ мм, диаметр эффективного пятна воздействия составлял ~ 0.25 мм. Увеличение последнего по сравнению с использовавшимся в [6, 7] связано со стремлением снизить (ввиду наличия размерной зависимости порога пробоя) влияние роста размеров облучаемой области с ростом φ на ход зависимостей $q^*(\varphi)$. Кроме того, использование длиннофокусной линзы приближало условия

¹ Соотношение (6) в работе [7] приведено в ошибочном виде. Правильная его запись (в обозначениях [7]) имеет вид

$$\cos^2(\varphi)/q_{\parallel}(0) = (n \cos \varphi + \cos \chi)^2 / (n+1)^2 (q_{\parallel} \chi + n^2 \sin^2 \varphi) \cos^2 \varphi.$$

эксперимента к использованным в расчетах. Все значения q соответствуют плотности мощности в фокальном пятне линзы. Измерения проведены при $\varphi=0$ и 45° . Такое ограничение интервала значений φ связано с тем, что при $\varphi < 35^\circ$ различия значений q^* (φ) малы, а в области $\varphi > 60^\circ$, где q^* (φ) начинают различаться существенно, возрастают трудности фокусировки излучения на заднюю поверхность пластины.

Для передней и тыльной поверхностей получены следующие значения порогов ($\text{МВт}/\text{см}^2$): $q_{\text{пн}}^*(0) = 180 \pm 40$, $q_{\text{пн}}^*(45^\circ) = 220 \pm 50$, $q_{\text{пн}\perp}^*(0) = 190 \pm 40$, $q_{\text{пн}\perp}^*(45^\circ) = 230 \pm 60$; $q_{\text{тн}}^*(0) = 140 \pm 20$, $q_{\text{тн}}^*(45^\circ) = 200 \pm 40$, $q_{\text{тн}\perp}^*(0) = 140 \pm 40$, $q_{\text{тн}\perp}^*(45^\circ) = 160 \pm 40$.

Для сравнения экспериментальных данных с расчетными относительные значения $q_{\text{п}}^*$ и $q_{\text{т}}^*$, нормированные на значения $q_i^*(0)$ и $q_k^*(0)$, приведены на рис. 1, а $q_{\text{п}}^*/q_{\text{т}}^*$ на рис. 2. Для выявления положения опасных ПН необходимо провести сопоставление точек $q_{\text{пн}}^*(\varphi)$ с кривыми 1 и 3, $q_{\text{тн}}^*(\varphi)$ — с 4 и 6, $q_{\text{пн}\perp}^*(\varphi)$ — с 2, $q_{\text{тн}\perp}^*(\varphi)$ — с 5 (рис. 1). Видно, что в пределах ошибок эксперимента наблюдается удовлетворительное согласие $q_{\text{пн}}^*(45^\circ)$ с кривой 3, $q_{\text{тн}}^*(45^\circ)$ — с кривой 4, $q_{\text{пн}\perp}^*(45^\circ)$ и $q_{\text{тн}\perp}^*(45^\circ)$ соответственно с кривыми 2 и 5. Это означает, что опасными

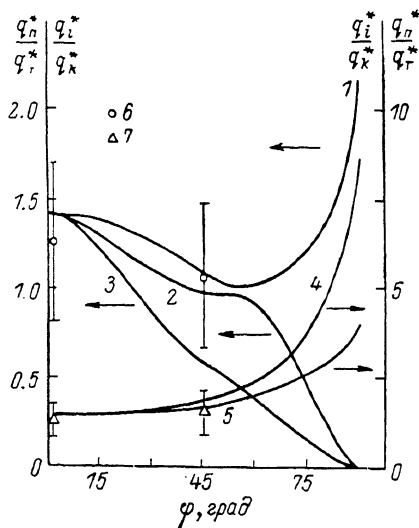


Рис. 2. Зависимости от угла падения и поляризации излучения отношений порогов оптического пробоя передней и тыльной поверхностей пластины, обусловленного различными ПН.

Расчет: 1 — $q_{\text{пн}}^*/q_{2\perp}^*$; 2 — $q_{3\perp}^*/q_{2\text{п}}^*$; 3 — $q_{3\text{п}}^*/q_{2\text{п}}^*$; 4 — $q_{1\text{п}}^*/q_{2\text{п}}^*$; 5 — $q_{\text{пн}\perp}^*/q_{3\perp}^*$, $q_{\text{тн}\perp}^*/q_{4\perp}^*$, $q_{3\perp}^*/q_{2\perp}^*$, $q_{3\perp}^*/q_{2\perp}^*$. Эксперимент (отношения порогов пробоя передней и тыльной поверхностей пластины): 6 — $q_{\text{пн}}^*/q_{\text{тн}}^*$, 7 — $q_{\text{пн}\perp}^*/q_{\text{тн}\perp}^*$.

для развития оптического пробоя в проведенных экспериментах являлись ПН типа 1 и 2. В соответствии с этим должно наблюдаться согласие отношения $q_{\text{пн}}^*(45^\circ)/q_{\text{тн}}^*(45^\circ)$ лишь с кривой 1 рис. 2. На самом же деле в пределах погрешности эксперимента оказалась и кривая 2. Это связано с большей погрешностью отношения по сравнению с погрешностями $q_{\text{п}}^*$ и $q_{\text{т}}^*$ в отдельности. Как отмечалось выше, все зависимости $q_{i\perp}^*(\varphi)/q_{k\text{п}}^*(\varphi)$ описываются одним уравнением. Поэтому приведенная на рис. 2 точка $q_{\text{пн}}^*(45^\circ)/q_{\text{тн}\perp}^*(45^\circ)$, удовлетворительно согласующаяся с кривой 5, не дает дополнительной информации о локализации опасных ПН.

Следует заметить, что если считать $q_{\text{пн}}^*$ для ПН типа 1, 2 и 3, 4 различными, то измеренные в экспериментах значения $q_{\text{п}}^*$ и $q_{\text{т}}^*$ должны определяться минимальным из двух значений $q_{\text{пн}}^*$. При этом экспериментальные данные для $q_{\text{п}}^*(\varphi)/q_{\text{т}}^*(\varphi)$ должны сопоставляться с кривыми для ПН лишь с одинаковыми порогами, например $q_{1\text{п}}^*(\varphi)/q_{2\text{п}}^*(\varphi)$ или $q_{3\text{п}}^*(\varphi)/q_{4\text{п}}^*(\varphi)$.

Результаты, приведенные на рис. 1, 2, соответствуют материалу с $n=1.48$. Подобные расчеты могут быть выполнены для произвольного значения n . Принимая во внимание экспериментальные данные настоящей работы и [6, 7], свидетельствующие о том, что наиболее опасными для развития оптического пробоя являются ПН тип 1 и 2 (рис. 1), рассмотрим для Ge ($n=4$) соотношение лишь между порогами $q_{2\text{п}}^*$ и $q_{2\perp}^*$. Как и в случае NaCl, для Ge в интервале $0 \leq \varphi \leq 90^\circ$ q_1^* и q_2^* растут с ростом φ . При этом, как следует из (9)–(11), $q_{2\perp}^* < q_{1\perp}^*$ и $q_{2\text{п}}^* < q_{1\text{п}}^*$, что согласуется с сообщавшимися в [7] результатами исследования повреждений поверхностей образцов этого материала. Вместе с тем в отличие от наблюдавшегося для NaCl наиболее низкий порог соответствует излучению, поляризованному параллельно плоскости падения. Это демонстрируют значения $q_{2\text{п}}^*$ и $q_{1\perp}^*$ при $\varphi=0, 45, 60$ и 80° , отнесенные к величине порога пробоя передней поверхности при $\varphi=0$: $q_2^*(0)/q_1^*(0) = 0.39$,

$q_{21}^*(45^\circ)/q_1^*(0) = 0.54$, $q_{21}^*(45^\circ)/q_1^*(0) = 0.60$, $q_{21}^*(60^\circ)/q_1^*(0) = 0.69$, $q_{21}^*(60^\circ)/q_1^*(0) = 0.99$, $q_{21}^*(80^\circ)/q_1^*(0) = 2.79$, $q_{21}^*(80^\circ)/q_1^*(0) = 5.94$. Полученные результаты должны учитываться при выборе условий эксплуатации пластин в качестве оптических элементов лазерных схем.

Исследования повреждений поверхности при околопороговых q также свидетельствуют в пользу вывода о том, что опасные ПН располагаются под поверхностью образца. Действительно, при микроскопическом анализе областей растрескивания образцов щелочногалогенных кристаллов на их поверхностях во многих трещинах обнаруживаются инородные частицы (видимо, абразива), внедренные при полировке. Под поверхностью кристалла на различных от нее расстояниях наблюдались очаги микроповреждений, аналогичные образующимся в объеме образца в результате нагрева биографических ПН, обусловленных технологией выращивания кристаллов [9, 10]. Трещины, отходящие от многих таких очагов, достигали поверхности. В ряде случаев воздействие излучения с $q \sim q^*$ приводило к образованию микрократеров (рис. 3, а) над близко расположенными к поверхности ПН. Следует отметить, что трещины, доходящие от очагов до поверхности, и микрократеры на ней наблюдались как в тех случаях, когда воздействие излучения с $q \sim q^*$ сопровождалось образованием плазмы, так и в условиях ее отсутствия. Эти наблюдения дают основания полагать, что условия образования плазмы (когда оно связано с биографическими ПН) зависят от величины расстояния от ПН до поверхности. Действительно, можно считать, что прорастание к поверхности трещин и формирование микрократеров, обусловленных нагревом ПН, расположенных от поверхности на глубинах ~ 10 мкм, идет (при $q \sim q^*$ и значительно превосходящих $q_{\text{пр}}^*$ для биографических ПН) со скоростью $\sim 10^6$ см/с [11] и завершается до достижения лазерным импульсом максимума. В этом случае вырывающиеся из микрократеров или трещин пары или эмиттируемые ими электроны способствуют развитию приповерхностного пробоя [6], а образование плазмы ведет к дальнейшему растрескиванию поверхности [12]. В связи со сказанным образованием микрократеров и трещин (рис. 3, б) при $q \sim q^*$, не сопровождавшееся появлением плазмы, может быть связано с тем, что времена их прорастания до поверхности не удовлетворяли упомянутому условию. С другой стороны, это условие, видимо, всегда надежно выполняется для ПН, представляющих собой частицы, внедренные в поверхностный слой при полировке.

Нанесенные на поверхность кристалла сильнопоглощающие частицы SiO_2 размерами ~ 3 мкм, соответствующие ПН типа 3 и 4, приводили к резкому снижению порогов плазмообразования и к снижению числа случаев образования трещин при наличии плазмы, инициированной при интенсивностях, близких к новому порогу плазмообразования. Внедрение же таких частиц в поверхностный слой при полировке (путем подмешивания их к основному абразиву), соответствующее введению в него ПН типа 1 и 2, приводило к снижению порогов как появления плазмы, так и повреждений поверхности в виде кратеров. В ходе экспериментов с частицами SiO_2 было также проверено, что их нанесение на полированную поверхность приводит к изменению вида зависимости порога пробоя от угла. Исследования были выполнены при фокусировке на переднюю поверхность NaCl излучения, поляризованного в плоскости падения. При этом для «чистой» поверхности оказалось $q_{\text{пр}}^*(45^\circ)/q_{\text{пр}}^*(0) = 1.2 \pm 0.3$, что согласуется с расчетной величиной отношения $q_{11}^*(45^\circ)/q_{11}^*(0) = 1.2$. После нанесения на поверхность этого образца частиц SiO_2 пороги снизились в ~ 2 раза, а их отношение $q_{\text{пр}}^*(45^\circ)/q_{\text{пр}}^*(0) = 0.7 \pm 0.2$ приблизилось к величине отношения $q_{31}^*(45^\circ)/q_{31}^*(0) = 0.65$, характерной для ПН, локализованных на поверхности. Полученные данные свидетельствуют о том, что в условиях проведенных экспериментов поверхностная плотность сильнопоглощающих частиц, локализованных на поверхности (исключая случай их специального нанесения), была ниже поверхностной плотности биографических ПН и частиц, внедренных в поверхностный слой при обработке.

Выбор материала для моделирования ПН был оправдан тем, что, как отмечалось в [10], к числу наиболее часто обнаруживавшихся в ПН примесей, образующих молекулярные кислородсодержащие анионы, сильнопоглощающие в средней ИК области спектра, относится Si. Последний может входить в состав

ПН в виде SiO_3^{2-} , SiO_4^{4-} или других, возможно, более сложных комплексов, содержащих SiO. Возможно также, что их вклад в поглощение еще более растет при наличии в кристалле некоторых из обнаруженных в [10] двухвалентных катионов (например, Ca^{2+}) аналогично сообщавшемуся в [13] о CO_3^{2-} . Влияние кремнийсодержащих анионов на поглощение щелочногалогидных кристаллов

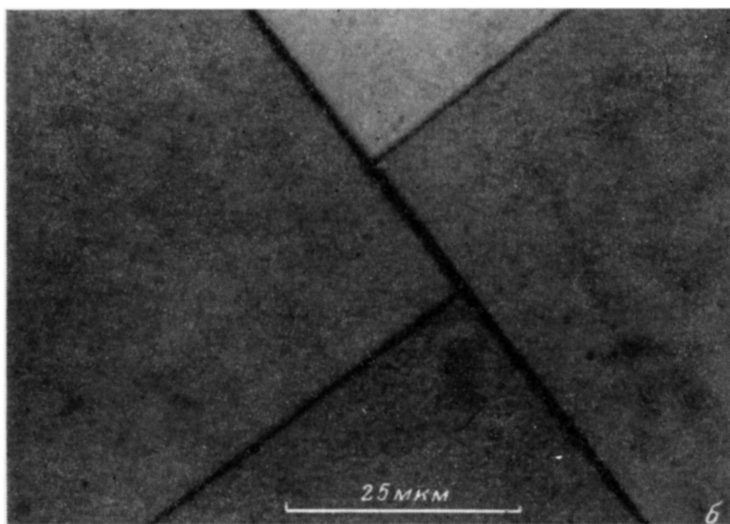
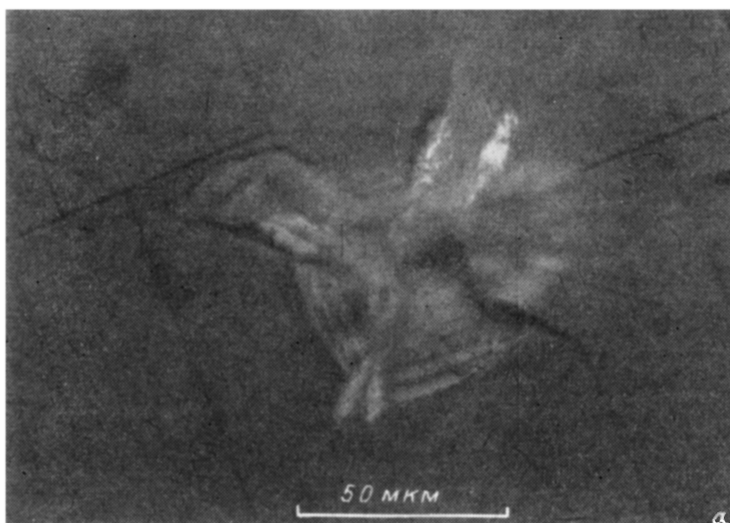


Рис. 3. Повреждения поверхности щелочногалогидных кристаллов под действием околопороговых импульсов CO_2 лазера.

а — микрократер, образовавшийся над микроразрушением в объеме NaCl на глубине ~ 10 мкм ($q_n^*(0) = 180 \pm 30$, $q = 200$ МВт/см²); б — трещины, проросшие к поверхности от очага микроразрушения в объеме KCl, расположенного на глубине ~ 100 мкм ($q_n^*(0) = 150 \pm 30$, $q = 160$ МВт/см², плазма отсутствовала).

отмечалось в [13-15]. О наличии в этих кристаллах Si сообщалось также в [16], хотя на связь между наличием в них Si и величиной коэффициента поглощения в этой работе внимания не обращалось. Не обсуждался также в [13-16] вопрос о том, входит ли содержащийся в исследуемых кристаллах Si в состав ПН или распределен в них однородно.

Таким образом, в настоящей работе впервые для произвольного угла падения поляризованного излучения проведено сравнение порогов разрушения пе-

редней и задней поверхностей пластины прозрачного диэлектрика. Показано, что на вопрос о локализации опасных неоднородностей ответ дают результаты исследования угловых зависимостей порогов пробоя поверхностей пластины под действием излучения, поляризованного в плоскости падения. Выяснено, что в условиях проведенных экспериментов наиболее опасными были ПН, локализованные в непосредственной близости к поверхности (расположенные под поверхностью) и обусловленные технологиями выращивания и обработки образца. Выбор условий работы пластины, отвечающих наибольшему порогу оптического пробоя, может быть выполнен на основе анализа соотношений (1)–(8). Для прозрачных диэлектриков более низкими порогами обладают задняя поверхность пластины, причем, как показывают расчеты, для упомянутых опасных ПН в зависимости от величины n наиболее низкий порог может соответствовать излучению, поляризованному перпендикулярно плоскости падения (NaCl) или параллельно ей (Ge). В связи с этим при больших углах падения работоспособность пластины может быть повышена при использовании ее в оптических схемах, в которых излучение поляризовано соответственно параллельно (NaCl) или перпендикулярно (Ge) плоскости падения, так же как и в случае металла [6].

Автор благодарен А. М. Бонч-Бруевичу за интерес к работе и полезные обсуждения ее результатов.

Литература

- [1] *Giuliano C. R.* Appl. Phys. Lett., 1964, v. 5, N 3, p. 137–139.
- [2] *Crisp M. D., Boiling N. L., Dube G.* Appl. Phys. Lett., 1972, v. 21, N 7, p. 364–366.
- [3] *Boiling N. L., Crisp M. D., Dube G.* Appl. Opt., 1973, v. 12, N 4, p. 650–660.
- [4] *Sam C. L.* Appl. Opt., 1973, v. 12, N 4, p. 878–880.
- [5] *Имас Я. А.* Препринт № 13 ИТМО АН БССР. Минск, 1982. 60 с.
- [6] *Бонч-Бруевич А. М., Смирнов В. Н.* ЖТФ, 1984, т. 54, № 11, с. 2184–2189.
- [7] *Бонч-Бруевич А. М., Смирнов В. Н.* Изв. АН СССР. Сер. физ., 1985, т. 49, № 6, с. 1203–1207.
- [8] *Борн М., Вольф Э.* Основы оптики. М.: Наука, 1970. 855 с.
- [9] *Крутякова В. П., Смирнов В. Н.* ЖТФ, 1978, т. 48, № 4, с. 844–852.
- [10] *Имас Я. А., Калугина Т. И., Крутякова В. П., Смирнов В. Н.* Письма в ЖТФ, 1983, т. 9, № 3, с. 129–133.
- [11] *Winkler S., Shokey D. A., Curran D. R.* Int. J. Fracture Mechanics, 1970, v. 6, N 2, p. 151–158.
- [12] *Догадов В. В., Смирнов В. Н.* ЖТФ, 1976, т. 46, № 10, с. 2225–2227.
- [13] *Duthler C. J. J.* Appl. Phys., 1974, v. 45, N 6, p. 2668–2671.
- [14] *Удовиченко Л. В., Митичкин А. И., Панова А. Н.* и др. В кн.: Физика и химия монокристаллов и сцинтилляторов. Харьков, 1981, с. 31–36.
- [15] *Гончаренко В. Ф., Коленов Н. Н., Мандыч Л. И.* и др. В кн.: Оптические и сцинтилляционные материалы. Харьков, 1982, с. 3–8.
- [16] *Вальковский С. Н., Горбунов А. В., Ерофеев В. Н.* Препринт ИФТТ АН СССР. Черноголовка, 1983. 33 с.

Поступило в Редакцию
5 февраля 1986 г.
В окончательной редакции
15 декабря 1986 г.