

# Деформация лазерного пучка при создании графитовых микроструктур в объеме алмаза

Т.В.Кононенко, Е.В.Заведеев

*Теоретически и экспериментально исследована деформация профиля энергии вдоль оси лазерного пучка при создании графитовых микроструктур внутри алмазного кристалла. С помощью численного моделирования показано, что использование фокусирующей линзы с числовой апертурой  $NA < 0.1$  при глубине фокусировки до 2 мм позволяет избежать заметного изменения энергетического профиля пучка вследствие сферической аберрации, возникающей при преломлении сфокусированного лазерного пучка на плоской границе воздух–алмаз. Результаты расчетов подтверждаются экспериментальными данными по распределению лазерной интенсивности вдоль оси пучка перед его фокальной плоскостью, полученными из наблюдений за распространением волны графитизации в алмазе. Проанализировано также влияние самофокусировки излучения на лазерно-индуцированную графитизацию алмаза. Показано, что если искажением волнового фронта вследствие самофокусировки можно пренебречь при минимальной энергии импульсов, необходимой для оптического пробоя алмаза, то и нарастающая деформация пучка при увеличении энергии импульсов не оказывает никакого влияния на процесс графитизации.*

**Ключевые слова:** лазер, алмаз, сферическая аберрация, самофокусировка.

## 1. Введение

Фемтосекундные лазерные импульсы позволяют локально модифицировать структуру и свойства некоторых прозрачных материалов, что открывает путь к созданию в их объеме различных миниатюрных устройств для интегральной оптики и других приложений, например заглубленных световодов [1], разветвителей [2], направленных ответвителей [3], волноводных лазеров [4], пустотелых микроканалов [5] и др. Одной из известных проблем данной технологии является сферическая аберрация, возникающая при преломлении сфокусированного лазерного пучка на плоской фронтальной поверхности облучаемого образца [6, 7]. Искажение волнового фронта приводит к снижению максимальной интенсивности сфокусированного пучка и удлинению каустики, причем эффект усиливается по мере заглубления фокальной плоскости внутрь образца [8]. Применительно к лазерному рисованию волноводов в объеме стекла, когда направление сканирования перпендикулярно лазерному пучку, это означает прогрессирующую деформацию поперечного сечения волновода [9]. Существенно ослабить данный эффект можно с помощью иммерсионного масла, заполняющего зазор между объективом и образцом, или используя перестраиваемый «сухой» объектив, способный компенсировать сферическую аберрацию для определенного диапазона глубин фокусировки [10]. Для получения волновода с круглым сечением внутри стеклянной пластины предлагалось также использовать эллиптическое профилирова-

ние пучка в сочетании с применением «низкоапертурного» объектива [11].

Проблема сферической аберрации является актуальной и для технологии лазерного микроструктурирования в объеме алмаза, которая активно развивается в последние годы [12–20]. Эта технология основана на локальной лазерно-индуцированной трансформации алмаза в графит, которая сопровождается кардинальным изменением всех свойств материала. Последствия сферической аберрации в алмазе при использовании «высокоапертурного» объектива ( $NA = 1.4$ ) экспериментально исследовались в [15]. Было показано [15, 20], что коррекция волнового фронта лазерного пучка с помощью адаптивной оптики (мембранного деформируемого зеркала и/или жидкокристаллического пространственного фазового модулятора) позволяет многократно уменьшить сферическую аберрацию. Однако до сих пор остается неясным, насколько сильно сферическая аберрация влияет на процесс микроструктурирования алмаза в случае использования фокусирующей оптики с меньшей числовой апертурой, применявшейся в большинстве других опубликованных работ.

Настоящая работа посвящена теоретическому и экспериментальному исследованию искажений волнового фронта (деформации) лазерных пучков в алмазе при фокусировке объективами со сравнительно низкой числовой апертурой ( $NA = 0.09–0.36$ ). Проведено численное моделирование эффекта сферической аберрации в алмазе на глубине до 2 мм, и его результаты сопоставлены с экспериментальными данными о профиле интенсивности на оси пучка. Последние были получены благодаря уникальной особенности процесса лазерного микроструктурирования алмаза, а именно наличию взаимосвязи между локальной лазерной интенсивностью и скоростью распространения волны графитизации [21]. Сравнение результатов для лазерных импульсов различной длительности (140 фс–2295 пс) позволило также оценить влияние самофокусировки на деформацию лазерного пучка.

**Т.В.Кононенко, Е.В.Заведеев.** Центр естественно-научных исследований Института общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Россия, 119991 Москва, ул. Вавилова, 38; Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Россия, 115409 Москва, Каширское ш., 31; e-mail: taras.kononenko@nsc.gpi.ru

Поступила в редакцию 2 июля 2015 г., после доработки – 18 января 2016 г.

## 2. Эксперимент

Пластина размером  $5.2 \times 1.8 \times 1.1$  мм была вырезана из синтетического монокристаллического алмаза, выращенного в СВЧ плазме (Innovative Plasma Systems GmbH). Четыре стороны пластины, соответствующие граням алмазного кристалла {100} и {110}, были механически отполированы с использованием стандартной технологии. Алмазный образец облучался длинными цугами импульсов ( $\sim 10^4$  импульсов), генерируемыми Ti:сапфировым лазером (Spectra Physics) с частотой следования импульсов 100 Гц на длине волны излучения  $\lambda = 800$  нм. Перестройка выходного компрессора лазерной системы позволяла варьировать в небольших пределах длительность лазерного импульса: от 140 фс до 5 пс (ширина по полувысоте сигнала автокоррелятора). С помощью одной из двух асферических линз ( $NA = 0.36$  или  $0.09$ ) лазерный пучок фокусировался внутрь алмазной пластины на глубину от 70 мкм до 1.7 мм. Положение фокуса не менялось в течение действия всего цуга импульсов, но для каждого цикла облучения использовалось новое место на образце. Система видеонаблюдения на базе микроскопического объектива ( $20\times$ ), установленного перпендикулярно лазерному пучку, позволяла фиксировать возникновение и эволюцию графитизированной области в алмазе в режиме реального времени.

Предварительно для обеих используемых асферических линз была исследована фокусировка лазерного пучка в воздухе. Мишень, представляющая собой кремниевую пластину с напыленной тонкой пленкой аморфного углерода, облучалась одиночными импульсами с различной энергией. Размер возникших абляционных пятен измерялся с помощью оптического микроскопа для получения зависимости площади пятна  $S$  от логарифма энергии импульса  $Q$ . Данные измерения повторялись многократно для различных положений мишени относительно фокальной плоскости линзы. В большинстве случаев полученные зависимости можно было аппроксимировать линейной функцией (нижняя вставка на рис.1). Это означает, что радиальный профиль плотности энергии  $F(r)$  соответствует гауссову распределению:  $F(r) = F_0 \exp(-2r^2/w^2)$ . Просуммировав результаты измерений для различных положений мишени на оптической оси (ось  $z$ ), мы убедились, что полученная зависимость гауссова радиуса  $w$  от координаты подчиняется известному выражению:

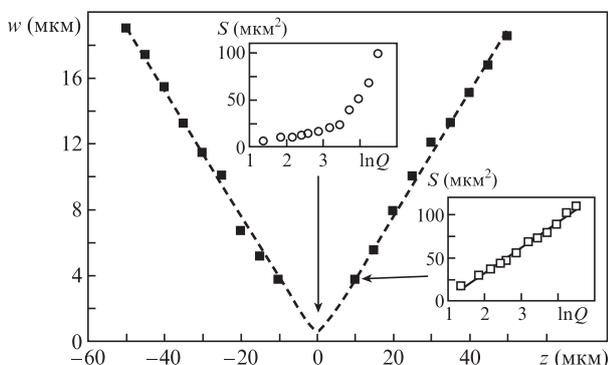


Рис.1. Зависимость гауссова радиуса (по уровню  $1/e^2$ ) лазерного пучка  $w$ , сфокусированного в воздухе линзой с  $NA = 0.36$ , от координаты. Штриховая линия – аппроксимация данных по формуле (1). На вставках – примеры исходной зависимости площади абляционного пятна  $S$  от логарифма энергии импульса  $Q$ , которая использовалась для определения гауссова радиуса.

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \frac{\lambda^2 z^2}{n^2 \pi^2 w_0^4}}, \tag{1}$$

где  $n$  – показатель преломления среды, а  $w_0$  – минимальный радиус пучка. Аппроксимация с помощью формулы (1), показанная на рис.1 штриховой линией, дает  $w_0 = 0.67$  мкм. Другое известное выражение для гауссова пучка определяет распределение плотности энергии на оптической оси для заданной энергии импульса  $Q$  следующим образом:

$$F(z) = \frac{2Q}{\pi w^2(z)} = 2Q \left[ \pi w_0^2 \left( 1 + \frac{\lambda^2 z^2}{n^2 \pi^2 w_0^4} \right) \right]^{-1}. \tag{2}$$

Важно подчеркнуть, что отсутствие на рис.1 точек зависимости  $w(z)$  вблизи фокальной плоскости ( $z \in [-10$  мкм,  $10$  мкм]), обусловлено не отсутствием экспериментальных данных, а нелинейностью зависимости площади пятна от логарифма энергии импульса в данной области (верхняя вставка на рис.1). Такое поведение объясняется, по-видимому, деформацией волнового фронта пучка в высокоапертурной линзе ( $NA = 0.36$ ), что оказывает заметное влияние на пространственное распределение интенсивности только вблизи фокальной плоскости. Отсутствие заметных отклонений от гауссова распределения для низкоапертурной линзы ( $NA = 0.09$ ), задействованной в экспериментах, указывает на то, что исходный лазерный пучок (до фокусирующей линзы) близок к фундаментальной моде  $TEM_{00}$ .

## 3. Обработка экспериментальных данных

Известно, что многократное облучение графитизированной области, возникшей при первоначальном оптическом пробое внутри алмазного образца, вызывает постепенный рост этой области навстречу лазерному пучку, что может быть описано как движение волны графитизации [12]. Экспериментальные зависимости скорости движения волны графитизации от координаты для различных энергий импульса  $Q$ , полученные в результате компьютерной обработки видеозаписей зоны облучения, подробно анализировались в работе [21]. Было показано, что мгновенную скорость движения волны графитизации можно представить в виде суммы двух компонент:

$$v(Q, z) = V_{av}(F(Q, z)) + \Delta(z), \tag{3}$$

где первая компонента – это среднее значение скорости, определяемое локальной плотностью энергии, а вторая компонента – хаотически флуктуирующая величина. В [21] была также предложена методика анализа большого массива экспериментальных данных  $v(Q, z)$  для нескольких значений  $Q$ , которая позволяет восстановить как зависимость средней скорости от плотности энергии ( $V_{av}(F)$ ), так и распределение плотности энергии на оси пучка ( $F(Q, z)$ ) перед максимумом интенсивности при условии, что локальная плотность энергии пропорциональна энергии импульса, т. е.

$$F(Q, z) = f(z)Q. \tag{4}$$

Результат применения указанной методики иллюстрирует рис.2. Максимальная плотность энергии на оси пучка достигается в точке  $z = 0$ , расположенной на глубине

$d \approx 70$  мкм от фронтальной поверхности алмазной пластины. По мере распространения волны графитизации навстречу лазерному пучку (т.е. справа налево) и удаления от фокальной плоскости средняя скорость движения волны снижается вплоть до полной ее остановки. Увеличение энергии лазерного импульса приводит к тому, что и место оптического пробоя, и точка остановки волны графитизации сдвигаются навстречу лазерному пучку (влево). Нормированный профиль энергии для сфокусированного пучка  $f(z)$  (левая верхняя вставка на рис.2) и зависимость скорости волны от плотности энергии  $V_{av}(F)$  (правая верхняя вставка) подобраны такими, чтобы минимизировать суммарное отклонение всех экспериментальных точек от соответствующих аппроксимирующих кривых  $V_{av}(z)$ .

Следует подчеркнуть, что на рис.2 представлены данные, относящиеся лишь к одной серии измерений, в то время как общее число серий достигало двух десятков. Серии отличались друг от друга значением одного или нескольких экспериментальных параметров, включая длительность импульса  $\tau$ , глубину фокусировки в алмазе, числовую апертуру фокусирующей линзы, ориентацию кристалла относительно лазерного пучка. Независимая обработка каждой экспериментальной серии с последующим сравнением восстановленных зависимостей  $f(z)$  и  $V_{av}(F)$  позволила нам убедиться в корректности и надежности используемой методики. Как и следовало ожидать, зависимость  $V_{av}(F)$  оказалась нечувствительной к изменению глубины фокусировки и числовой апертуры, если остальные параметры оставались фиксированными: локальные отклонения восстановленных кривых от средней не превышали 5%. Как будет показано ниже, профиль энергии  $f(z)$  при этом мог изменяться значительно. В то же время восстановленный профиль энергии оказался предсказуемо независимым от длительности импульса и ориентации кристалла.

Условие (4), являющееся ключевым при восстановлении экспериментального профиля энергии, не выполняется при нелинейной трансформации распространяюще-

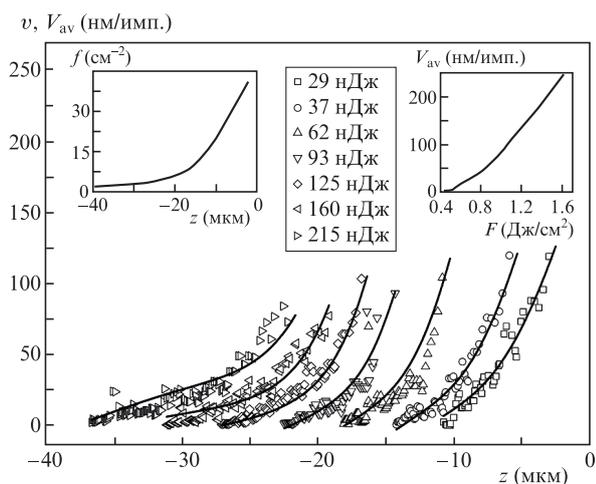


Рис.2. Экспериментальные зависимости скорости движения  $v$  волны графитизации от координаты для различных энергий импульса (точки) ( $\tau = 5$  пс,  $NA = 0.36$ ,  $d = 70$  мкм). Аппроксимирующие кривые  $V_{av}(z)$  (сплошные кривые) для каждой энергии получены с помощью восстановленных зависимостей скорости волны от плотности энергии  $V_{av}(F)$  (правая верхняя вставка) и нормированного распределения плотности энергии на оси пучка  $f(z)$  для  $Q = 1$  мкДж (левая верхняя вставка).

гося лазерного пучка, в частности под действием самофокусировки. Критическая мощность самофокусировки [22] в алмазе  $P_{cr} = \alpha \lambda^2 / (4\pi n_0 n_2) \approx 810$  кВт, где геометрический фактор для гауссова пучка  $\alpha = 1.9$ , линейный показатель преломления  $n_0 = 2.4$ , а нелинейный показатель преломления  $n_2 \approx 5 \times 10^{-20}$  м<sup>2</sup>/Вт [23]. Полученную оценку критической мощности необходимо сравнить с приведенными в табл.1 данными о максимальной мощности использованных в различных сериях измерений импульсов  $P_{max} \approx (1-R)Q_{max}/\tau$ , где  $R$  – коэффициент отражения от границы воздух–алмаз,  $Q_{max}$  – максимальная энергия лазерного импульса в серии, а  $\tau$  – длительность импульса по высоте. Очевидно, что эффектом самофокусировки можно пренебречь в экспериментах с импульсами длительностью 1 и 5 пс, что позволяет корректно использовать описанную выше методику для восстановления реального профиля энергии внутри алмазной пластины. При использовании объектива с  $NA = 0.36$  керровская нелинейность также не должна оказывать заметного влияния на профиль энергии вдоль оси пучка. Однако в случае меньшей числовой апертуры фокусирующей линзы ( $NA = 0.09$ ) следует ожидать заметной самофокусировки фемтосекундных импульсов, за исключением, может быть, лишь импульсов с минимальной энергией, близкой к порогу пробоя алмаза.

Табл.1. Максимальная мощность (в кВт) в экспериментальной серии.

NA	$\tau$ (фс)		
	140	1000	5000
0.36	650	250	50
0.09	1300 (400)	400	80

Примечание: в скобках приведена мощность, необходимая для оптического пробоя.

#### 4. Расчет сферической aberrации

Амплитуда электрического поля  $E$  в точке  $P$  на оптической оси внутри алмазной пластины определялась с помощью численного расчета дифракционного интеграла Френеля–Кирхгофа [24]:

$$E(P) = \frac{i}{2\lambda} \iint_{\Sigma} E_x(M) \frac{\exp(-ik_2 s)}{s} (\cos \beta + \cos \varphi) d\sigma, \quad (5)$$

где  $\Sigma$  – поверхность интегрирования, соответствующая границе воздух–алмаз (рис.3);  $s$  – расстояние от точки  $M$  на поверхности интегрирования до точки  $P$ ;  $k_2$  – волновое число в алмазе;  $\beta$  – угол преломления;  $\varphi$  – угол между отрезком  $PM$  и осью  $z$ . Предполагалось, что исходный лазерный пучок имеет линейную (вертикальную) поляризацию, поэтому при интегрировании учитывалась только проекция  $E_x$  вектора электрического поля на ось  $x$ .

Использование известного параксиального приближения для гауссова пучка при вычислении комплексной амплитуды электрического поля на поверхности интегрирования является корректным лишь при достаточно низкой числовой апертуре фокусирующей линзы. Поэтому в расчетах мы исходили из того, что на алмазную пластину падает сферическая сходящаяся волна с фиксированным центром и гауссовым распределением амплитуды по сечению пучка. Условием применимости данного приближения является выполнение соотношения  $z_{\Sigma}^2 \gg z_{fl}^2$ , где  $z_{\Sigma}$  –

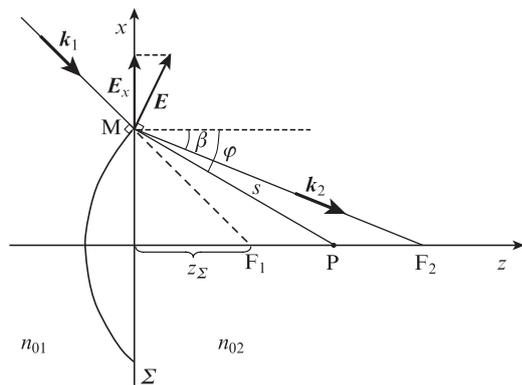


Рис.3. К расчету распределения электрического поля в алмазе.

расстояние от поверхности  $\Sigma$  до точки геометрического фокуса линзы  $F_1$  без учета преломления на границе воздух–алмаз,  $z_{f1}$  – релеевская длина лазерной перетяжки в воздухе. Таким образом, расчеты проводились лишь для достаточно большого заглубления фокальной плоскости в алмазную пластину ( $z_{\Sigma} > 10z_{f1}$ ). Амплитуда электрического поля в точке  $M$  на поверхности  $\Sigma$  определялась выражением

$$E(M) \equiv E(x_M, y_M) = \sqrt{1 - R(M)} \times A_L \frac{\mathcal{F}}{z_{\Sigma}} \exp\left(-\frac{x_M^2 + y_M^2}{w_{\Sigma}^2} - ik_1 \sqrt{x_M^2 + y_M^2 + z_{\Sigma}^2}\right), \quad (6)$$

где  $R(M)$  – френелевский коэффициент отражения в точке  $M$ ;  $A_L$  – амплитуда поля на оптической оси сразу после фокусирующей линзы;  $\mathcal{F}$  – фокусное расстояние линзы;  $k_1$  – волновое число в воздухе. Гауссов радиус распределения амплитуды на поверхности  $\Sigma$  задавался формулой

$$w_{\Sigma} = \frac{w_L z_{\Sigma}}{\mathcal{F}}, \quad (7)$$

где  $w_L$  – гауссов радиус пучка на линзе.

Формулы для расчета остальных величин ( $s, \cos\beta$  и  $\cos\varphi$ ), присутствующих в интеграле (5), могут быть легко выведены на основе схемы, представленной на рис.3.

### 5. Результаты и их обсуждение

Уменьшение максимальной интенсивности вблизи фокуса по мере сдвига фокальной плоскости в глубь образца является одним из наиболее наглядных и легко проверяемых в эксперименте проявлений сферической aberrации. Расчетные зависимости максимальной интенсивности на оси пучка от глубины фокусировки для двух значений числовой апертуры, использовавшихся в эксперименте, приведены на рис.4. Максимальная интенсивность в отсутствие aberrации принята равной единице. Быстрое снижение расчетной максимальной интенсивности с глубиной фокусировки для  $NA = 0.36$  коррелирует с наблюдаемым в эксперименте увеличением энергии импульса, необходимой для оптического пробоя алмаза. Исходя из фиксированной пороговой интенсивности для оптического пробоя, следует ожидать, что величина, обратная пороговой энергии импульса (см. рис.4), будет пропорциональна расчетной максимальной интенсивности. Это соответствует действительности при глубине фокуси-

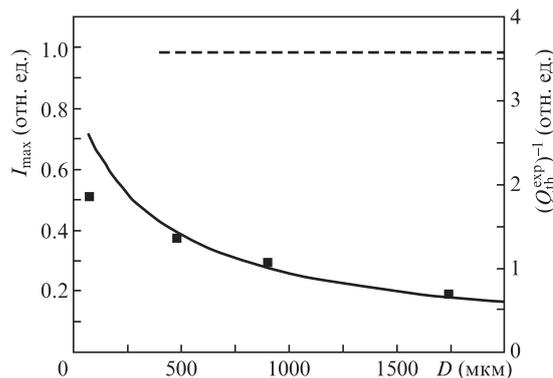


Рис.4. Расчетные зависимости максимальной интенсивности  $I_{max}$  на оси пучка от глубины фокусировки  $D$  для  $NA = 0.36$  (сплошная кривая) и  $0.09$  (штриховая линия). Точки соответствуют обратной величине экспериментальной пороговой энергии импульса  $Q_{th}^{exp}$  для оптического пробоя алмаза при  $NA = 0.36$ .

ровки более 500 мкм, однако при меньшем заглублении экспериментальный порог пробоя меняется медленнее, чем предсказывают расчеты. Для  $NA = 0.09$  в эксперименте не обнаружено изменения порога пробоя в диапазоне глубин 300–1700 мкм с точностью до 7%, что полностью соответствует результатам расчетов: снижение максимальной интенсивности на глубине 2 мм не превышает 2%.

Влияние числовой апертуры фокусирующей линзы на сферическую aberrацию в алмазе демонстрирует рис.5. Расчет проведен для нескольких фиксированных глубин фокусировки, исходя из максимальных толщин алмазных пластин, доступных в настоящее время на рынке. Как следует из приведенных кривых, использование фокусирующей оптики с  $NA < 0.1-0.2$  (в зависимости от глубины фокусировки) позволяет практически полностью избежать негативных последствий сферической aberrации при микроструктурировании алмаза. При этом минимальный диаметр безaberrационной лазерной каустики в алмазе составляет  $\sim 2\lambda/(\pi \cdot NA) \approx 3-5$  мкм ( $\lambda = 800$  нм), что накладывает соответствующие ограничения и на минимальное сечение формируемых микроструктур.

О соответствии расчетных зависимостей лазерной интенсивности от координаты  $z$  восстановленным в эксперименте реальным профилям энергии можно судить по рис.6. Заметим, что все восстановленные профили не доходят до точки, соответствующей расчетному максимуму интенсивности, образуя зазор шириной около 50 мкм для  $NA = 0.09$  и 5–12 мкм для  $NA = 0.36$ . Причина заключается в низкой достоверности результатов обработки экс-

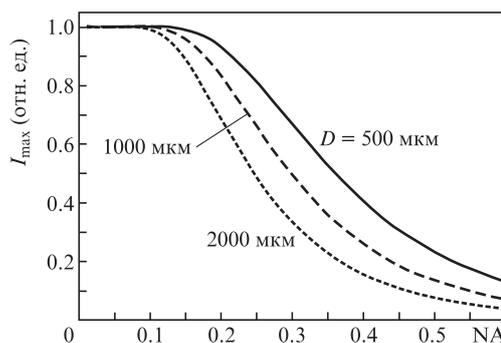


Рис.5. Влияние числовой апертуры лазерного пучка на расчетную максимальную интенсивность для нескольких глубин фокусировки  $D$ .

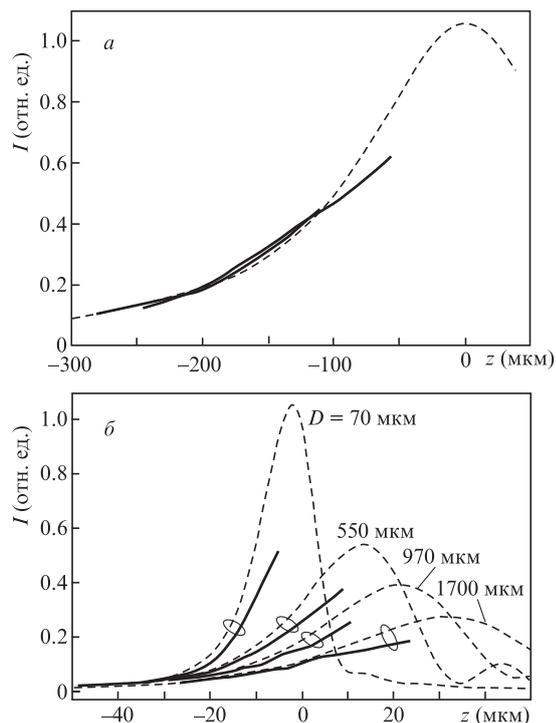


Рис.6. Расчетные (штриховые кривые) и экспериментальные (сплошные кривые) профили интенсивности на оси пучка для нескольких глубин фокусировки  $D$  ( $\tau = 5$  пс) при  $NA = 0.09$  ( $D = 300$  и  $1700$  мкм) (а) и  $0.36$  (б).

периментальных данных, связанной с малым числом исходных измерений скорости волны графитизации, в указанной области. В сочетании с непредсказуемыми флуктуациями скорости графитизации от точки к точке, обусловленными специфическим механизмом распространения волны графитизации [21], это делает невозможным надежное выделение усредненной компоненты зависимости  $V_{av}(z)$ , которая используется для восстановления энергетического профиля пучка.

Как и следовало ожидать (см. рис.4), для низкоапертурной линзы ( $NA = 0.09$ ) наблюдается очень хорошее совпадение экспериментальных профилей интенсивности для двух различных глубин фокусировки –  $D = 300$  и  $1700$  мкм (рис.6,а). Представленный расчетный профиль интенсивности при тех же  $D$  получен с помощью формулы (2) для гауссова пучка (отклонение от результата, найденного с помощью интеграла Френеля–Кирхгофа, составляет менее 2%). Напротив, восстановленные профили интенсивности для высокоапертурной линзы ( $NA = 0.36$ ) демонстрируют характерные проседание и растяжение по мере увеличения заглубления фокальной плоскости (рис.6,б). Экспериментальные профили повторяют в целом форму расчетных кривых, однако между ними существует систематическое отклонение, возрастающее по мере приближения к максимуму интенсивности. Для низкоапертурной линзы подобное отклонение не бросается в глаза и может быть обусловлено низкой достоверностью усреднения данных вблизи максимума интенсивности. Однако для высокоапертурной линзы расхождение профилей начинается далеко от максимума интенсивности, а вблизи максимума соответствующие интенсивности различаются в два раза (для  $D = 70$  мкм).

Наиболее вероятной причиной столь значительного расхождения является абберрация реального лазерного

пучка еще до проникновения его в алмазную пластину, в то время как при расчетах форма волнового фронта после линзы предполагалась сферической. Напомним, что на сильную абберрацию пучка при прохождении через высокоапертурную линзу указывают и результаты предварительного исследования фокусировки лазерного пучка в воздухе (см. разд.2). Если учесть, что деформация энергетического профиля пучка внутри алмаза, обусловленная сферической абберрацией на входной поверхности, нарастает с увеличением глубины фокусировки, следует ожидать одновременного снижения относительного вклада неучтенной в расчетах сферической абберрации от линзы. Действительно, по мере увеличения глубины фокусировки различие между экспериментальным и расчетным профилями интенсивности на рис.6,б заметно уменьшается. Как следствие, в действительности максимум интенсивности снижается с глубиной медленнее, чем это следует из расчетов. Это объясняет отмеченное ранее несовпадение в скоростях изменения обратного порога пробоя и расчетного максимума интенсивности для  $NA = 0.36$  на рис.4.

Использование низкоапертурной оптики для фокусировки лазерного излучения позволяет избежать деформации пучка из-за сферической абберрации, однако ведет к увеличению минимальной энергии импульса (и пиковой мощности), необходимой для оптического пробоя материала. В результате, возросшая пороговая мощность пробоя может оказаться близкой к критической мощности самофокусировки или даже превысить ее, что вновь делает актуальным вопрос о деформации лазерного пучка, но уже из-за самофокусировки. В наших экспериментах подобная ситуация возникла при фокусировке фемтосекундных импульсов низкоапертурной линзой ( $NA = 0.09$ ), т. к. максимальная используемая мощность заметно превышала критическую мощность самофокусировки, хотя пороговая мощность пробоя была в два раза ниже ее (см. табл.1). Применение представленной выше методики восстановления экспериментального профиля интенсивности является некорректным в данном случае, поскольку деформация лазерного пучка при самофокусировке приводит к нарушению условия (4). Однако существует простой способ оценить различие между реальными осевыми профилями интенсивности для фемтосекундных и пикосекундных импульсов, сфокусированных одной и той же низкоапертурной линзой.

Имеющиеся в нашем распоряжении видеозаписи эволюции графитизированной области в алмазе позволяют, в частности, получить данные о положении  $z_{br}(Q)$  точки начального пробоя алмаза, которая сдвигается от фокальной плоскости навстречу лазерному пучку при увеличении энергии импульса. Сдвиг обусловлен тем, что пробой возникает в точке, где локальная плотность энергии достигает определенного порогового значения  $F_{br}$  (рис.7,а). Для  $\tau = 5$  пс и  $NA = 0.09$  восстановленный профиль плотности энергии  $F(z)$  близок к гауссову (см. рис.6,а), т. е. описывается формулой (2), что дает следующую зависимость:

$$z_{br}(Q) = z_{f2} \sqrt{\frac{2Q}{\pi w_0^2 F_{br}} - 1}, \quad (8)$$

где  $z_{f2} = \pi n w_0^2 / \lambda$  – рэлеевская длина перетяжки в алмазе.

На рис.7,б показаны экспериментальная зависимость  $z_{br}(Q)$  для  $\tau = 5$  пс (квадраты) и ее аппроксимация по фор-

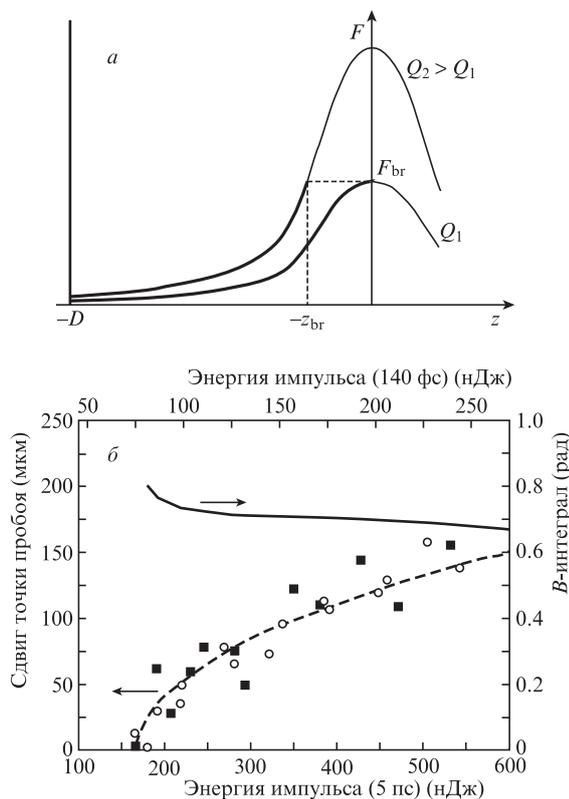


Рис.7. Иллюстрация к сдвигу точки пробоя от фокальной плоскости навстречу пучку с ростом энергии импульса (а), а также экспериментальный сдвиг точки пробоя для  $\tau = 5$  пс (■) и 140 фс (○) и величина  $B$ -интеграла для  $\tau = 140$  фс (сплошная кривая) в зависимости от энергии импульса при  $NA = 0.09$  (б).

муле (8) (штриховая кривая). Представлены также экспериментальные данные  $z_{br}(Q)$  для фемтосекундных импульсов, причем верхняя шкала энергии импульса выбрана такой, чтобы пороги пробоя для обеих длительностей импульса на рисунке совпадали. Фактическое совпадение экспериментальных зависимостей  $z_{br}(Q)$  для  $\tau = 140$  фс и 5 пс (с учетом разброса данных и различных порогов пробоя  $F_{br}$ ) означает, что и осевые профили плотности энергии  $F(z)$  в обоих случаях очень близки и описываются формулой (2). Этот результат, на первый взгляд, явно противоречит нашим предположениям об интенсивной самофокусировке фемтосекундных импульсов с высокой энергией.

Чтобы разобраться в возникшем противоречии, необходимо учесть, что процесс лазерно-индуцированной графитизации алмаза локализуется перед фокальной плоскостью, в той области пространства, где плотность энергии не превышает порог пробоя. Соответствующая часть профиля энергии  $F(z)$  показана на рис.7,а жирной линией. Искажение волнового фронта в заданной плоскости, определяющее фактическое возникновение самофокусировки, можно оценить с помощью  $B$ -интеграла [25], который описывает накопленное изменение фазы волны на оси пучка вследствие керровской нелинейности. Интегрирование ведется на отрезке от фронтальной поверхности образца алмаза до указанной плоскости. В случае гауссова пучка (т.е. в отсутствие заметной трансформации профиля энергии) величину  $B$ -интеграла в точке оптического пробоя можно рассчитать по формуле

$$B(z_{br}) = \frac{2\pi}{\lambda} \int_{-D}^{-z_{br}} n_2 I dz$$

$$= \frac{2\pi}{\lambda} n_2 I_0 z_{f2} \left[ \tan^{-1} \left( \frac{D}{z_{f2}} \right) - \tan^{-1} \left( \frac{z_{br}}{z_{f2}} \right) \right], \quad (9)$$

где  $n_2$  – нелинейный показатель преломления алмаза;  $I_0$  – интенсивность в фокальной плоскости. Подставив в (9) экспериментальные данные  $z_{br}(Q)$  для  $\tau = 140$  фс, аппроксимированные по формуле (8), мы получили  $B$ -интеграл как функцию энергии импульса ( $B(Q)$  для  $D = 300$  мкм). Как следует из рис.7,б, максимальное значение  $B$ -интеграла в точке пробоя достигается при минимальной энергии импульса, достаточной для оптического пробоя алмаза. С ростом энергии импульса  $B$ -интеграл постепенно уменьшается, поскольку рост лазерной интенсивности в каждой точке компенсируется укорочением отрезка интегрирования из-за удаления точки пробоя от фокальной плоскости.

Полученное нами интегральное изменение фазы на оси пучка (менее 0.8 рад) от фронтальной грани алмаза до точки оптического пробоя, т.е. в области потенциальной лазерной модификации алмаза, недостаточно для заметной трансформации энергетического профиля пучка несмотря на то, что критическая мощность самофокусировки достигается уже при энергии фемтосекундных импульсов 137 нДж (максимальная энергия 245 нДж). Значительный рост  $B$ -интеграла для высоких энергий импульса наблюдается лишь за точкой пробоя (т.е. ближе к фокальной плоскости) и не влияет на процесс лазерного микроструктурирования алмаза. При увеличении глубины фокусировки  $D$  от 300 до 1700 мкм максимальное значение  $B$ -интеграла в точке пробоя для того же диапазона энергий импульса возрастает всего на 70%, что также не должно приводить к заметной трансформации энергетического профиля. Результаты представленных расчетов  $B$ -интеграла подчеркивают важную особенность эффекта самофокусировки: искажение волнового фронта пространственно локализовано внутри сравнительно небольшой области вблизи фокальной плоскости, где лазерная интенсивность достигает максимальных значений.

Отсутствие заметной деформации пучка в зоне графитизации алмаза, зафиксированное в эксперименте и подтвержденное расчетами, обусловлено тем, что минимальная мощность излучения при оптическом пробое алмаза оказалась в два раза ниже критической мощности самофокусировки. Увеличение энергии (мощности) импульса также не приводит к деформации пучка в зоне графитизации из-за прогрессирующего сдвига этой области от фокальной плоскости. Однако при приближении пороговой мощности пробоя к критической мощности самофокусировки, например из-за уменьшения числовой апертуры фокусирующей линзы, самофокусировка может оказывать заметное влияние на процесс микроструктурирования алмаза. Отметим, что, в отличие от рассмотренной выше сферической aberrации, это влияние будет слабо зависеть от глубины фокусировки.

## 6. Заключение

Численное моделирование сферической aberrации, возникающей при преломлении света на плоской фронтальной поверхности алмазного образца, позволило ко-

личественно оценить связанную с ней деформацию лазерного пучка в зависимости от глубины фокусировки и числовой апертуры фокусирующей линзы. Для типичной толщины алмазного образца 0.5 мм максимальное изменение интенсивности вблизи точки фокуса не превышает 1%, если используется фокусирующая линза с числовой апертурой  $NA < 0.2$ . При увеличении толщины образца до 2 мм, что близко к предельным толщинам коммерчески доступных монокристаллов алмаза, критическое значение числовой апертуры уменьшается до  $\sim 0.1$ . Результаты моделирования в целом хорошо соответствуют экспериментальным данным об осевом профиле лазерной интенсивности внутри алмаза перед фокальной плоскостью, восстановленном с помощью оригинальной методики, использующей корреляцию между локальной интенсивностью и усредненной скоростью распространения волны графитизации. Обнаруженные расхождения обусловлены, по-видимому, недокументированной абберацией лазерного пучка при прохождении через высокоапертурную асферическую линзу.

Установлено, что при рассмотрении влияния эффекта самофокусировки на деформацию лазерного пучка применительно к микроструктурированию алмаза необходимо учитывать, что лазерная модификация материала происходит перед фокальной плоскостью, причем расстояние от зоны графитизации до этой плоскости возрастает с увеличением энергии импульса. Проведенный расчет  $B$ -интеграла, характеризующего искажение волнового фронта пучка вследствие самофокусировки, показывает, что если деформация пучка отсутствует при минимальной энергии импульса, вызывающей пробой алмаза, то дальнейшее увеличение энергии импульса также не приведет к трансформации энергетического профиля пучка в зоне распространения волны графитизации.

Исследования проведены при финансовой поддержке РФФИ (грант № 13-02-12068).

1. Miura K., Qiu J., Inouye H., Mitsuyu T., Hirao K. *Appl. Phys. Lett.*, **71**, 3329 (1997).

2. Homoelle D., Wielandy S., Gaeta A.L., Borrelli N.F., Smith C. *Opt. Lett.*, **24**, 1311 (1999).

3. Streltsov A.M., Borrelli N.F. *Opt. Lett.*, **26**, 42 (2001).

4. Della Valle G., Taccheo S., Osellame R., Festa A., Cerullo G., Laporta P. *Opt. Express*, **15**, 3190 (2007).

5. Marcinkevičius A., Juodkazis S., Watanabe M., Miwa M., Matsuo S., Misawa H., Nishii J. *Opt. Lett.*, **26**, 277 (2001).

6. Török P., Varga P., Laczik Z., Booker G.R. *J. Opt. Soc. Am. A*, **12**, 325 (1995).

7. Wiersma S.H., Török P., Visser T.D., Varga P. *J. Opt. Soc. Am. A*, **14**, 1482 (1997).

8. Marcinkevičius A., Mizeikis V., Juodkazis S., Matsuo S., Misawa H. *Appl. Phys. A*, **76**, 257 (2003).

9. Liu D., Li Y., An R., Dou Y., Yang H., Gong Q. *Appl. Phys. A*, **84**, 257 (2006).

10. Hnatovsky C., Taylor R.S., Simova E., Bhardwaj V.R., Rayner D.M., Corkum P.B. *J. Appl. Phys.*, **98**, 013517 (2005).

11. Diez-Blanco V., Siegel J., Ferrer A., Ruiz de la Cruz A., Solis J. *Appl. Phys. Lett.*, **91**, 051104 (2007).

12. Kononenko T.V., Meier M., Komlenok M.S., Pimenov S.M., Romano V., Pashinin V.P., Konov V.I. *Appl. Phys. A*, **90**, 645 (2008).

13. Shimizu M., Shimotsuma Y., Sakakura M., Yuasa T., Homma H., Minowa Y., Tanaka K., Miura K., Hirao K. *Opt. Express*, **17**, 46 (2009).

14. Kononenko T.V., Konov V.I., Pimenov S.M., Rossukanyi N.M., Rukovichnikov A.I., Romano V. *Diamond Relat. Mater.*, **20**, 264 (2011).

15. Simmonds R.D., Salter P.S., Jesacher A., Booth M.J. *Opt. Express*, **19**, 24122 (2011).

16. Caylar B., Pomorski M., Bergonzo P. *Appl. Phys. Lett.*, **103**, 043504 (2013).

17. Lagomarsino S., Bellini M., Corsi C., Gorelli F., Parrini G., Santoro M., Sciortino S. *Appl. Phys. Lett.*, **103**, 233507 (2013).

18. Kononenko T., Ralchenko V., Bolshakov A., Konov V., Allegrini P., Pacilli M., Conte G., Spiriti E. *Appl. Phys. A*, **114**, 297 (2014).

19. Kononenko T.V., Dyachenko P.N., Konov V.I. *Opt. Lett.*, **39**, 6962 (2014).

20. Sun B., Salter P.S., Booth M.J. *Appl. Phys. Lett.*, **105**, 231105 (2014).

21. Kononenko T.V., Zavedeev E.V., Kononenko V.V., Ashikkalieva K.K., Konov V.I. *Appl. Phys. A*, **119**, 405 (2015).

22. Fibich G., Gaeta A.L. *Opt. Lett.*, **25**, 335 (2000).

23. Mildren R.P., in *Optical Engineering of Diamond* (Chichester: Wiley, 2013, pp 1–34).

24. Борн М., Вольф Э. *Основы оптики* (М.: Наука, 1970, с. 415).

25. Couairon A., Mysyrowicz A. *Phys. Rep.*, **441**, 47 (2007).