

# Особенности рассеяния лазерного излучения плазмой лазерной искры: сорок лет спустя

А.А.Малютин

*Описаны эксперименты по исследованию лазерной искры, создаваемой в воздухе импульсами излучения длительностью 100 нс на длине волны 1.05 мкм с пространственными модами  $TEM_{00}$ ,  $TEM_{01}$  и  $TEM_{02}$ . Обнаружено, что при наблюдении искры под углом  $90^\circ$  к оси пучка наибольшую интенсивность рассеянное лазерное излучение имеет вне зоны перетяжки. При этом отношение интенсивностей рассеяния для двух ортогональных компонент поляризации лазерного излучения составляет  $\sim 100$ , а пространственные структуры их деполаризации существенно различаются. Объяснение обнаруженных особенностей дано с использованием модели френелевского отражения на сферическом фронте границы плазма – невозмущенный газ.*

**Ключевые слова:** лазерная искра, рассеяние лазерного излучения плазмой, деполаризация лазерного излучения.

## 1. Введение

После первой публикации [1], в которой сообщалось о лазерной искре – пробое газов сфокусированным лазерным излучением, ей было посвящено исключительно большое число работ, в том числе несколько подробных обзоров [2–4]. Кажется, что за время, прошедшее с момента выхода работы [1], лазерная искра, во всяком случае инициируемая наносекундными лазерными импульсами, должна была бы быть изучена «вдоль и поперек». Тем более, что в настоящее время эти исследования имеют в основном прикладной характер (лазерно-индуцированная разрядная спектроскопия (LIBS), воспламенение смесей газов, лазерные высоковольтные замыкатели и т. п.). Однако далеко не все явления, протекающие в наносекундной лазерной искре (НЛИ), нашли свое теоретическое объяснение. В частности, так и не выяснена причина, по которой при наблюдении рассеяния лазерного излучения искрой в боковом направлении поперечный размер плазменного канала составляет единицы микрометров, в то время как диаметр лазерного пучка превышает это значение на порядок или более.

Развитие НЛИ в газе можно разбить на три этапа: 1) пробой газа в поле мощного сфокусированного лазерного пучка с образованием первичной плазмы в прифокальной области; 2) расширение плазмы во время действия лазерного излучения, когда она, находясь в пределах каустики лазерного пучка, движется преимущественно в направлении к фокусирующей линзе; 3) свободный разлет и остывание плазмы, особенности которых недавно [5] были прослежены в течение 3 мс после окончания лазерного импульса. Для лазерно-индуцированной разрядной спектроскопии третий этап представляется наиболее интересным, т. к. принято считать, что он

протекает в условиях локального термодинамического равновесия [6].

Приведенное разделение на этапы относится к НЛИ, образующимся при фокусировке лазерных пучков диаметром  $D$  линзами с фокусным расстоянием  $F$  в соответствии с условием  $F/D > 0.05 - 0.1$ . В противном случае (особенно для многомодовых лазерных пучков) в прифокальной области линзы наблюдаются множественные пробои, общая длина которых может достигать нескольких метров [7], а их пространственно-временная динамика оказывается нерегулярной.

Первый этап развития НЛИ иногда связывают с самофокусировкой лазерного пучка. Однако, как показано, например, в [8], нелинейности газов при нормальных условиях недостаточны для проявления самофокусировки излучения. К наиболее вероятным процессам, протекающим на первой стадии НЛИ, относят многофотонную ионизацию и обратное тормозное поглощение [2, 3, 9]. При этом не исключено, что из-за повышенной поляризуемости возбужденных молекул и атомов воздуха самофокусировка все же имеет место [10].

Второй этап – взаимодействие лазерного излучения с плазмой – со многих точек зрения является наиболее интересным. Большинство исследователей он трактуется как светодетонационная волна (СДВ), подпитка которой происходит в пределах каустики лазерного пучка. При распространении СДВ по направлению к линзе, а в некоторых случаях и от нее, формируется протяженный плазменный канал. Регистрация этого канала (интегрально за лазерный импульс или с разрешением по времени) была осуществлена по рассеянию лазерного излучения под углом  $90^\circ$  к оси пучка. Это рассеяние, как было показано в многочисленных экспериментах, является на самом деле отражением на границе плазма – невозмущенный газ. Томсоновское и другие виды рассеяния исключаются ввиду недостаточной их интенсивности [11], а также из-за сильных различий в изображениях плазмы, получаемых при наблюдении в диаметрально противоположных направлениях [12]. Поперечный размер плазменного канала по этим измерениям был на пределе раз-

А.А.Малютин. Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Россия, 119991 Москва, ул. Вавилова, 38; e-mail: amal@kapella.gpi.ru

Поступила в редакцию 10 октября 2007 г., после доработки – 27 ноября 2007 г.

решения оптической системы и составлял единицы микрометров. Во всяком случае, он оказался много меньше диаметра сфокусированного лазерного пучка. Использовались также интерферометрические и теневые измерения [13], которые для размера плазменного канала дали несколько большие, чем при измерении рассеяния\*, значения. Поскольку и в этом случае диаметр плазменного канала оказался меньше диаметра лазерного пучка, в качестве объяснения была привлечена самофокусировка лазерного излучения в плазме. При этом большую нелинейность плазмы, как предполагается, может обеспечить поляризуемость ионизованных атомов [14, 15] или изменение показателя преломления, обусловленное действием светового давления [16]. В качестве аргумента в пользу возможности самофокусировки используется также увеличение расходимости лазерного излучения, прошедшего через область фокуса [17]. Это явление, однако, вполне может быть объяснено и дифракцией лазерного излучения на плазме искры [18].

Многочисленные эксперименты по динамике развития плазмы НЛИ на стадии ее взаимодействия с лазерным излучением, выполненные в период наибольшего интереса к этому объекту (с 1964 г. по 1980 г.), весьма противоречивы. Очень часто использовались многомодовые лазеры, временная и пространственная структура излучения которых (особенно, если в качестве активной среды использовались кристаллы рубина) была трудно контролируемой. Вследствие этого НЛИ до сих пор является объектом экспериментальных и теоретических исследований [19–21].

В настоящей работе представлены результаты экспериментов, аналогичных проведенным почти 40 лет назад. Тщательный контроль параметров лазерного пучка и использование современной техники измерений позволили получить новые и, как нам представляется, интересные результаты. Мы ограничились наблюдением НЛИ в рассеянном лазерном излучении только в воздухе при атмосферном давлении\*\*. При этом был также воспроизведен метод регистрации данного излучения при двух поляризациях [12]. Выполненные эксперименты дополнены нами моделированием процесса отражения лазерного излучения на границе раздела плазма – невозмущенный газ.

## 2. Эксперимент

В экспериментах использовался одночастотный лазер на неодимовом стекле ГЛС 23 ( $\lambda = 1.05$  мкм), работа которого могла осуществляться на модах Эрмита – Гаусса  $TEM_{00}$ ,  $TEM_{01}$  и  $TEM_{02}$  [22]. С помощью усилителя обеспечивалась выходная энергия до 50 мДж. Для модуляции добротности лазера применялся кристалл  $LiF:F^{2-}$ . Длительность импульса излучения на уровне половины интенсивности составила 120 нс. Внутри резонатора задающего генератора лазера под углом Брюстера была установлена система из двух стеклянных пластин, вращение которой позволяло менять поляризацию излучения с вертикальной на горизонтальную (со-

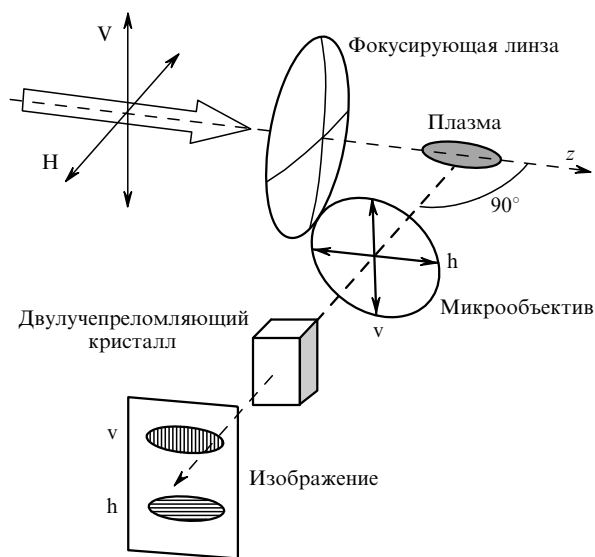


Рис.1. Схема регистрации лазерного излучения, рассеянного плазмой искры.

ответственно V и H на схеме регистрации рассеянного плазмой излучения, приведенной на рис.1).

Излучение лазера фокусировалось асферической линзой с фокусным расстоянием  $F = 8$  мм [23]. Измеренный радиус пучка по уровню интенсивности  $e^{-2}$  (мода  $TEM_{00}$ ) на входе в фокусирующую линзу  $w_{exp} = 1.4 \pm 0.2$  мм соответствовал расчетному диаметру перетяжки  $2w_0 = 3.4 - 4.5$  мкм и рэлеевской длине  $z_R \sim 12$  мкм. Порог пробоя воздуха для моды  $TEM_{00}$  в наших экспериментах составил 10–12 мДж, что отвечает интенсивности в фокусе линзы  $(1.5 - 2) \times 10^{12}$  Вт/см<sup>2</sup>. Для получения искры с использованием мод лазерного излучения более высокого порядка требовались энергии импульса  $\sim 15 - 18$  мДж.

Под углом  $90^\circ$  к оптической оси линзы (ось z) располагалась система регистрации, включавшая в себя стандартный микрообъектив  $10\times/0.22$  и камеру ELPHEL 313 с матричным CMOS-фотоприемником (3.2 мегапикселя). Для одновременной регистрации рассеянного искрой лазерного излучения с ортогональными поляризациями (v – перпендикулярно, h – параллельно направлению распространения лазерного пучка) между микрообъективом и камерой мог располагаться двулучепреломляющий кристалл. Поскольку лазерный усилитель вносил в исходный пучок некоторую деполаризацию, перед фокусирующей линзой был установлен дополнительный поляризатор (призма Глана, на рис.1 не показана), ориентируемый в соответствии с поляризацией лазерного излучения.

При регистрации излучения, отраженного искрой в апертуру фокусирующей линзы, перед последней устанавливался клин. Отраженный от клина пучок с помощью собирающего объектива фокусировался на приемное окно фотодиода ЛФД-2. Для измерения прошедшего через искру излучения использовался объектив с фокусным расстоянием  $F = 50$  мм и числовой апертурой  $NA = 0.95$ , что обеспечивало фокусировку на фотодиод в том числе и основной части рассеянного лазерного излучения. Перед CMOS-фотоприемником и фотодиодами во всех экспериментах устанавливались светофильтры ИКС-1, что полностью исключало регистрацию собственного излучения плазменной искры.

\* Несмотря на то что регистрируемое излучение возникает из-за отражения на границе плазма – невозмущенный газ, мы, следуя существующей традиции, будем использовать термин «рассеяние».

\*\* Хотя эксперименты выполнялись в воздухе без дополнительной очистки, инициации искры на частицах пыли с низким потенциалом ионизации замечено не было.

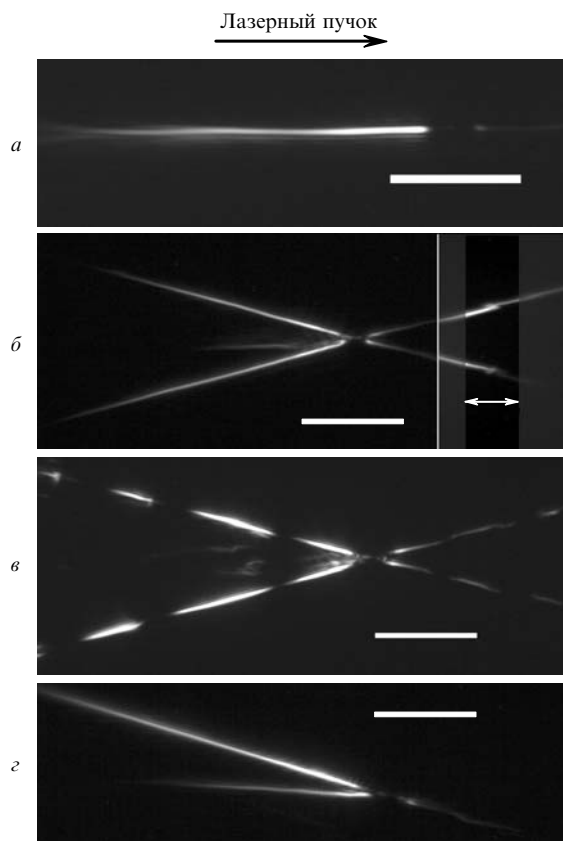


Рис.2. Фотографии лазерной искры в рассеянном лазерном свете при ее поджиге излучением с модами  $TEM_{00}$  (а) и  $TEM_{02}$  (б), модой  $TEM_{02}$  при модуляции интенсивности с периодом 5.5 нс (в), а также модой  $TEM_{02}$ , у которой один из боковых максимумов блокирован маской (з). Масштаб  $100 \times 5$  мкм показан белыми прямоугольниками. Стрелкой выделена область излома.

На рис.2 приведены изображения искры, полученные для лазерного излучения с модами  $TEM_{00}$  и  $TEM_{02}$ . Изображение искры для моды  $TEM_{01}$  не приводится, поскольку оно отличается от изображения на рис.2,б только углом раствора искры ( $\sim 29.7^\circ$  для моды  $TEM_{02}$  и  $\sim 20.3^\circ$  для моды  $TEM_{01}$ ). Модуляция интенсивности рассеянного искрой излучения на рис.2,в объясняется наличием двух соседних продольных мод лазерного излучения, период биения которых составляет 5.5 нс. Иногда вблизи фокальной плоскости линзы (зона перетяжки) наблюдалась также модуляция интенсивности с малым пространственным периодом, уменьшающимся по мере удаления от перетяжки пучка. Временное разрешение фотодиода оказалось недостаточным для определения периода биений мод в этом случае.

Из данных, приведенных на рис.2, следует, что поперечный размер рассеивающей области плазменного канала не превышает 5 мкм. Протяженность регистрируемой области рассеяния в зависимости от превышения порога пробоя менялась от  $\sim 200 - 250$  мкм для моды  $TEM_{00}$  до  $\sim 300 - 500$  мкм для моды  $TEM_{02}$ . Никаких других особенностей в изображении искры замечено не было вплоть до 4–5-кратного превышения порога пробоя. Для моды  $TEM_{00}$  рассеяние лазерного излучения за фокальной плоскостью линзы всегда оказывается очень слабым, в то время как для моды  $TEM_{02}$  его можно регистрировать. В некоторых случаях имели место заметные изгибы трека рассеяния, а за фокальной областью

для моды  $TEM_{02}$  иногда наблюдался его излом, пример которого дан на рис.2,б. В последнем случае использовались два кадра, сделанные при различных ослабляющих фильтрах, расположенных перед камерой ELPHEL 313. Кроме того, в области излома (на рис.2,б выделена стрелкой) для лучшей визуализации контраст изображения повышен. Асимметрия интенсивности трека рассеяния относительно оптической оси линзы (верхней и нижней его ветвей) в этом и других случаях для моды  $TEM_{02}$  связана, скорее всего, с недостаточным пространственным качеством исходного пучка, что отмечалось нами ранее в работе [22].

Примечательным при использовании моды  $TEM_{02}$  является отсутствие рассеяния для осевого максимума распределения излучения. Это происходит, однако, не из-за его меньшей интенсивности, которая по расчету составляет  $\sim 0.75$  от интенсивности боковых максимумов, а из-за наличия турбулентности между верхней и нижней ветвями трека, которая видна на рис.2,б, в. Блокирование одного из боковых максимумов (рис.2,з) приводило к появлению плазменного канала для осевого максимума моды  $TEM_{02}$ .

Все изображения искр, приведенные на рис.2, получены при вертикальной поляризации лазерного пучка (V на рис.1). Регистрация рассеянного искрой излучения в поляризованном свете проводилась только для моды  $TEM_{00}$ . Ее результаты приведены на рис.3. Верхние части рис.3,а, б соответствуют выделенной анализатором v-компоненте, а нижние – h-компоненте рассеянного лазерного излучения.

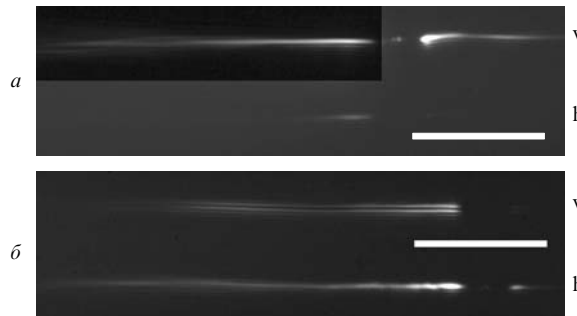


Рис.3. Распределение интенсивности для v- и h-компонент при деполяризации рассеянного излучения (мода  $TEM_{00}$ ) для исходных V- (а) и H-поляризаций (б) лазерного пучка. Масштаб  $100 \times 5$  мкм показан белыми прямоугольниками.

Измерения показали, что при использовании лазерного излучения с V-поляризацией интенсивность рассеянного искрой света в  $\sim 80 - 100$  раз выше, чем в случае H-поляризованного излучения с той же энергией\*. Поэтому соответствующий V-поляризации лазерного излучения рис.3,а скомпонован из двух кадров, полученных в одинаковых условиях, но различающихся ослаблением излучения до регистрации.

Основное различие при использовании V- и H-поляризаций излучения состоит в структуре изображения для поляризаций рассеянного света, ортогональных к исходной. Соответствующие V- и H-поляризациям изображения v- и h-компонент имеют одинаковую структуру одиночного плазменного канала. Такую же структуру имеет изображение h-компоненты при V-поляризации пучка. В

\* В эксперименте работы [12] это отношение составило всего 2.

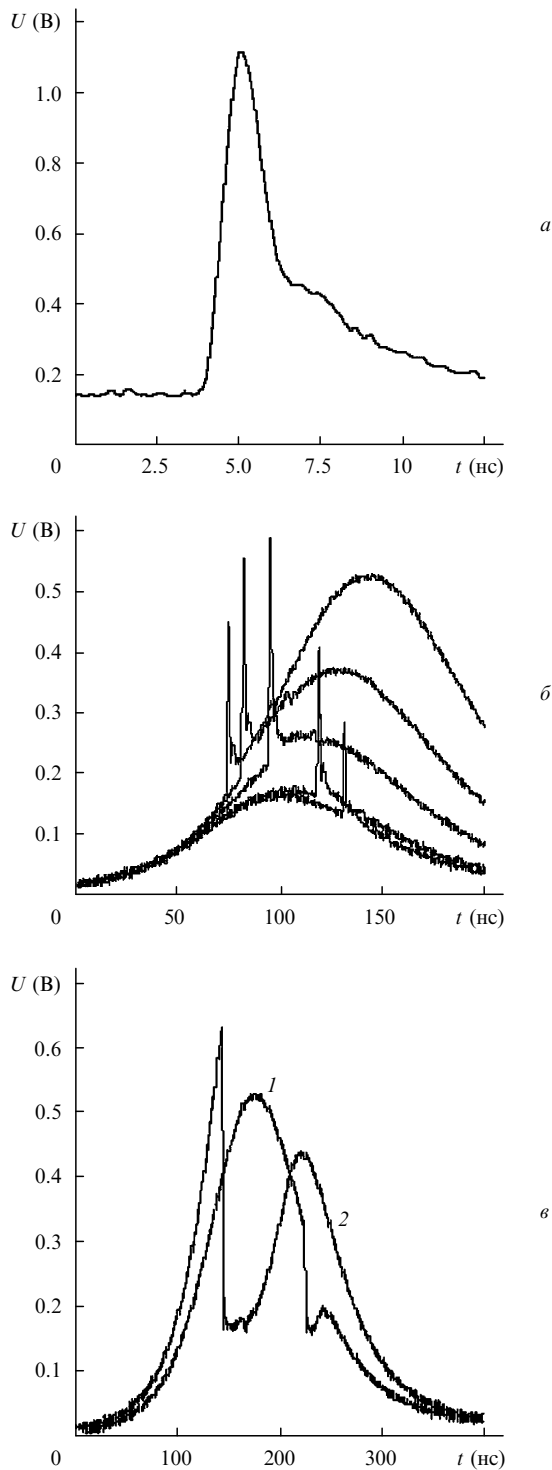


Рис.4. Импульс отраженного назад, в апертуру фокусирующей линзы, лазерного излучения (а), то же на фоне отражения излучения поверхностью линзы при разных превышениях порога пробоя (нижняя кривая соответствует порогу пробоя) (б), а также импульсы прошедшего через искру лазерного излучения на пороге пробоя (1) и при 1.5–2-кратном его превышении (2) (в).

то же время изображение v-компоненты при Н-поляризации состоит из двух плазменных каналов. Ниже будет показано, что это вызвано особенностью деполяризации лазерного излучения на границе плазма–невозмущенный газ при неточной ориентации анализатора.

Импульс отраженного назад, в апертуру фокусирующей линзы, лазерного излучения (мода  $TEM_{00}$ ) имеет

длительность переднего фронта  $\sim 1$  нс, а заднего – 7–10 нс (рис.4,а). В зависимости от энергии излучения он мог располагаться как на заднем фронте лазерного импульса (на пороге пробоя), так и на переднем фронте (при превышении этого порога) (рис.4,б). Наибольшая задержка момента образования искры относительно момента времени, соответствующего максимуму интенсивности лазерного излучения составила  $\sim 50$  нс. Согласно осциллограммам прошедшего через искру излучения, поглощенная и рассеянная ею энергия на пороге пробоя составляет  $\sim 10\%$  от энергии лазерного импульса и возрастает до  $\sim 45\% - 50\%$  при превышении порога пробоя в 1.5–2 раза (рис.4,в). Данные оценки поглощенной энергии сделаны путем интегрирования площади осциллограмм прошедшего через искру излучения начиная с момента времени, соответствующего началу пробоя.

Одновременная регистрация осциллограмм лазерного импульса и треков рассеяния при наличии биения мод лазера позволила измерить скорость  $v$  движения фронта плазмы, зависимость которой от координаты  $z$  показана на рис.5. Поскольку разрешение осциллографа в случае высокочастотных биений оказалось недостаточным, то части кривых, примыкающие к области перетяжки (только в этой зоне модуляция интенсивности рассеяния имела достаточно четкую пространственную структуру), были сначала построены для безразмерной скорости, а затем с соответствующим масштабом перенесены на рис.5 так, чтобы зависимость  $v(z)$  могла быть аппроксимирована гладкой кривой. При этом, как видно из рис.5, скорость движения плазмы от фокусирующей линзы ( $z > 0$ ) несколько меньше, чем в противоположном направлении. Период биений, оцененный указанным косвенным способом, составил 90–100 пс.

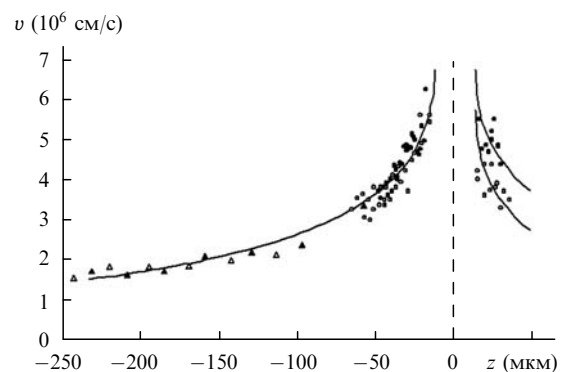


Рис.5. Скорости движения НЛИ к фокусирующей линзе ( $z < 0$ ) и в противоположном направлении, полученные с использованием биений соседних (треугольники) или далеко отстоящих друг от друга (кружки) продольных мод лазерного излучения. Светлые и темные точки соответствуют разным сериям измерений.

### 3. Обсуждение результатов

Из результатов экспериментов следует, что:

1) в зоне перетяжки ( $\pm(20 - 25)$  мкм от фокальной плоскости линзы) рассеяние лазерного излучения незначительно, несмотря на то что именно здесь интенсивность этого излучения максимальна;

2) наибольшую интенсивность рассеянное НЛИ лазерное излучение имеет в зоне, непосредственно примыкающей к перетяжке, хотя скорость движения фронта плазмы здесь близка к максимальной;

3) поперечный размер трека рассеяния составляет менее 5 мкм при его общей длине, достигающей 500 мкм;

4) пространственная модуляция интенсивности рассеянного плазмой излучения отражает характер временных изменений интенсивности лазерного импульса (вблизи области перетяжки пучка вплоть до периода биений  $\sim 90 - 100$  пс);

5) интенсивность рассеяния в  $\sim 10^2$  раз выше при использовании V-поляризованного излучения, чем H-поляризованного;

6) h-компонента деполаризованного рассеянного излучения при использовании V-поляризованного излучения очень слабая и имеет структуру, аналогичную v-компоненте;

7) v-компонента деполаризованного рассеянного излучения при использовании H-поляризованного излучения по интенсивности не столь сильно отличается от h-компоненты, но имеет существенно отличную структуру (в виде двух параллельных треков);

8) возникновение НЛИ может быть задержано относительно момента времени, соответствующего максимуму интенсивности лазерного излучения, на время, сравнимое с длительностью импульса;

9) длина трека рассеяния слабо зависит от превышения интенсивностью порога пробоя.

Рассмотрим возможные причины обнаруженных особенностей рассеяния лазерного излучения НЛИ с учетом параметров схемы нашего эксперимента. Еще в ранних работах [11, 12] было установлено, что в подобной схеме регистрируется излучение, отраженное на границе плазма – невозмущенный газ. Такое излучение попадает в апертуру микрообъектива при условии, что поверхность фронта плазмы имеет определенную форму. Наиболее вероятной (и простой для рассмотрения) в силу осевой симметрии как пучка, так и системы его фокусировки является поверхность, близкая к полусферической. В работе [24] ее радиус оценивается в 2 мкм. Столь малый радиус, однако, не обязателен.

Рассмотрим схему на рис.6,а, на которой фронт плазмы представлен сферической поверхностью радиусом  $r$ , а изображающий микрообъектив М с фокусным расстоянием  $f$  имеет диаметр  $d$ , и проанализируем условия попадания в его апертуру лазерного луча, образующего с осью фокусирующей линзы Л угол  $\gamma$ . Легко показать, что выбранный луч попадет в апертуру микрообъектива, если

$$r < r_{\max} = w(z) \left[ \cos \left( \frac{\pi}{4} - \frac{\gamma}{2} + \frac{1}{2} \arctan \frac{d}{2f} \right) \right]^{-1}, \quad (1)$$

где

$$\gamma = \frac{dw(z)}{dz} = \frac{w_0}{z_R (1 + z_R^2/z^2)^{1/2}}$$

(вдали от перетяжки  $\gamma \approx \lambda/(\pi w_0)$ ); текущий радиус  $w(z)$  соответствует пучку, имеющему в фокальной плоскости линзы радиус, равный  $w_0$  (далее этот размер определяется по уровню  $e^{-2}$  интенсивности);  $z_R = \pi w_0^2/\lambda$ ;  $z = 0$  соответствует фокусу линзы Л. Зависимость (1) приведена на рис.6,б для микрообъектива с числовой апертурой  $NA = 0.2$  и гауссова пучка, который фокусируется в пятно радиусом  $w_0 = 2$  мкм. Вдали от перетяжки (при  $z \gg z_R$ ) выполняется условие  $r < 1.37w(z)$ .

Используя в области  $z \gg z_R$  приближение геометрической оптики, получаем, что если (1) выполнено, то для фиксированного значения  $|z|$  мощность излучения, попадающего в микрообъектив, не зависит от положения фронта плазмы относительно фокальной плоскости фокусирующей линзы (хотя и несколько уменьшается при  $z > 0$ , когда фронт плазмы находится за фокусом линзы). На рис.6,в представлена зависимость доли энергии излучения  $P$ , попадающего в микрообъектив, от  $z$ . Она построена для апертуры линзы 2 мм ( $F = 8$  мм) с использованием  $4 \times 10^4$  лучей, случайно распределенных по этой апертуре. Радиус кривизны фронта плазмы принят равным 20 мкм, что соответствует критическому радиусу при  $z = 100$  мкм (рис.6,б). Аналогичный характер имеет эта зависимость и при отражении излучения от вогнутой поверхности фронта плазмы (в данном случае больший максимум зависимости располагается при  $z > 0$ ). При этом увеличение  $|z|$  и, следовательно, уменьшение плотности мощности излучения должно привести к быстрому ( $\sim 1/z^2$ ) уменьшению мощности рассеянного на фронте плазмы излучения. В то же время изменение с ростом  $|z|$  скорости перемещения фронта плазмы при интегральной по времени регистрации рассеяния имеет противоположную тенденцию, что, по-видимому, и позволяет проследить формируемый плазменный канал на длине, на порядок превышающей длину перетяжки ( $2z_R$ ).

Таким образом, результаты расчета в приближении геометрической оптики соответствуют зависимости на рис.6,в, полученной для гауссова пучка, и имеют каче-

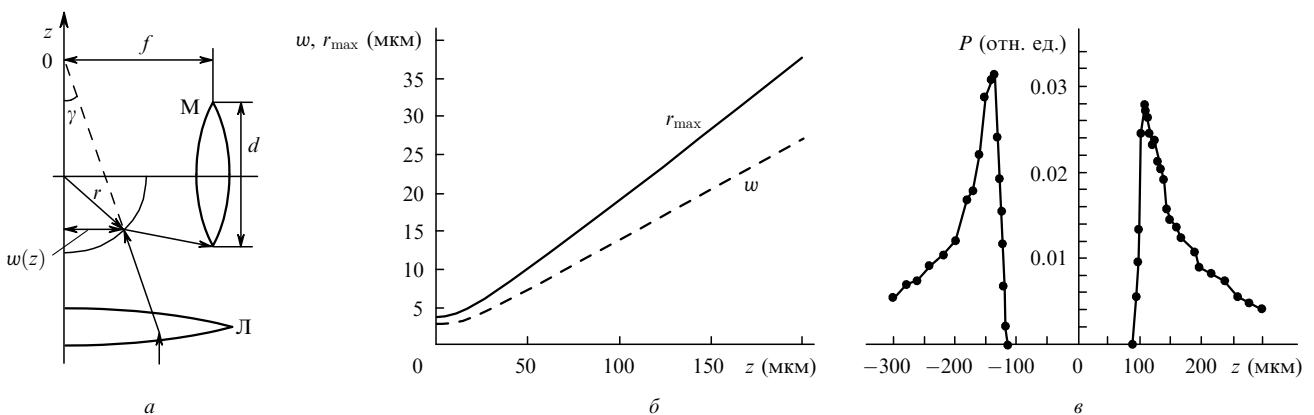


Рис.6. Схема к расчету радиуса  $r_{\max}$  кривизны фронта плазмы (а), максимальные радиусы кривизны фронта плазмы и соответствующие им радиусы гауссова пучка (б), а также доля энергии излучения, попадающего в апертуру микрообъектива с  $NA = 0.2$ , при отражении его от сферической поверхности с  $r = 20$  мкм ( $R = 100\%$ ) (в) в зависимости от расстояния  $z$  до перетяжки пучка (М – микрообъектив, Л – линза).

ственное согласие с результатами эксперимента, отмеченными ранее в пп.2 и 3. Поэтому, используя рис.6,б, можно оценить радиус кривизны фронта плазмы в самом начале трека рассеяния:  $r \approx 6 - 7$  мкм. Разумеется, при удалении от зоны перетяжки этот радиус может увеличиваться, не превышая максимального значения в соответствии с формулой (1). Отсутствие заметного рассеяния из зоны перетяжки (п.1) может быть связано, по крайней мере, с тремя причинами: радиус  $r$  не отвечает ограничениям (1), скорость перемещения фронта очень велика и образование искры имеет объемный, а не точечный характер. Сказанное в равной мере можно отнести и к случаю использования мод  $TEM_{01}$  и  $TEM_{02}$  (рис.2,б,в), для которых, исходя из результатов эксперимента (рис.2,б-г), естественно предположить существование двух независимых плазменных каналов, аналогичных каналу, формируемому модой  $TEM_{00}$ .

Чтобы понять, чем в рассматриваемой модели объясняется малый поперечный размер трека рассеяния (п.3) при использовании схемы регистрации на рис.1, необходимо проследить путь каждого из направленных в фокус линзы лучей. Результаты такого расчета для оптической схемы с указанными выше параметрами приведены на рис.7. В левой колонке показана апертура линзы, в средней – поверхность фронта плазмы, как она видна из апертуры микрообъектива, в правой – апертура микрообъектива. На рис.7 отображены только лучи, удовлетворяющие условию (1). При этом рис.7,а-в отвечают смещению центра кривизны фронта плазмы от фокальной плоскости линзы на 120 мкм, а рис.7,г-е – смещению на 100 мкм.

Заметим, что размер пятна рассеяния на поверхности фронта плазмы значительно меньше радиуса кривизны фронта (на рис.7,б,д максимальный размер пятна по оси  $y$

составляет всего 6 мкм). Это, по-видимому, и является причиной того, что регистрируемый поперечный размер плазменного канала всегда мал – на пределе разрешения оптики. Казалось бы, меняя фокусировку микрообъектива, можно отобразить на матричный фотоприемник (или фотопленку) изображение фокусируемого лазерного пучка сферической поверхностью границы плазма – невозмущенный газ, размер которого, учитывая малую кривизну отражающего «зеркала», должен быть много меньше размера пятна на рис.7,б,д. Это, однако, невозможно из-за дифракционных ограничений – апертура выделенной части лазерного пучка очень мала (на линзе (рис.7,а) она составляет 0.3 мм, а на фронте плазмы (рис.7,б) – всего 6 мкм), что эквивалентно значительному увеличению размера перетяжки пучка, образуемой фокусирующей линзой и «зеркалом» радиусом  $r$ . Дифракционный расчет с использованием программы «Френель» [25] дает в этом случае минимальный диаметр пятна, всего в 2.4 раза меньший размера пятна на поверхности плазмы. Учет aberrаций, возникающих при отражении от сферического фронта плазмы (при использованных параметрах расчета угол падения составляет в среднем  $40^\circ$ ), только уменьшает приведенное отношение. Таким образом, минимальный размер пятна рассеяния отвечает фокусировке отображающей оптической системы на поверхность фронта плазмы и соответствует только той ее части, от которой отражается лазерное излучение, попадающее в апертуру микрообъектива.

Отмеченная в п.4 высокочастотная пространственная модуляция интенсивности рассеянного плазмой излучения вблизи зоны перетяжки лазерного пучка имеет период  $\sim 5 - 5.5$  мкм, близкий к поперечному размеру трека рассеяния. Данный параметр отчасти характеризует толщину фронта плазмы, ответственного за отражение ла-

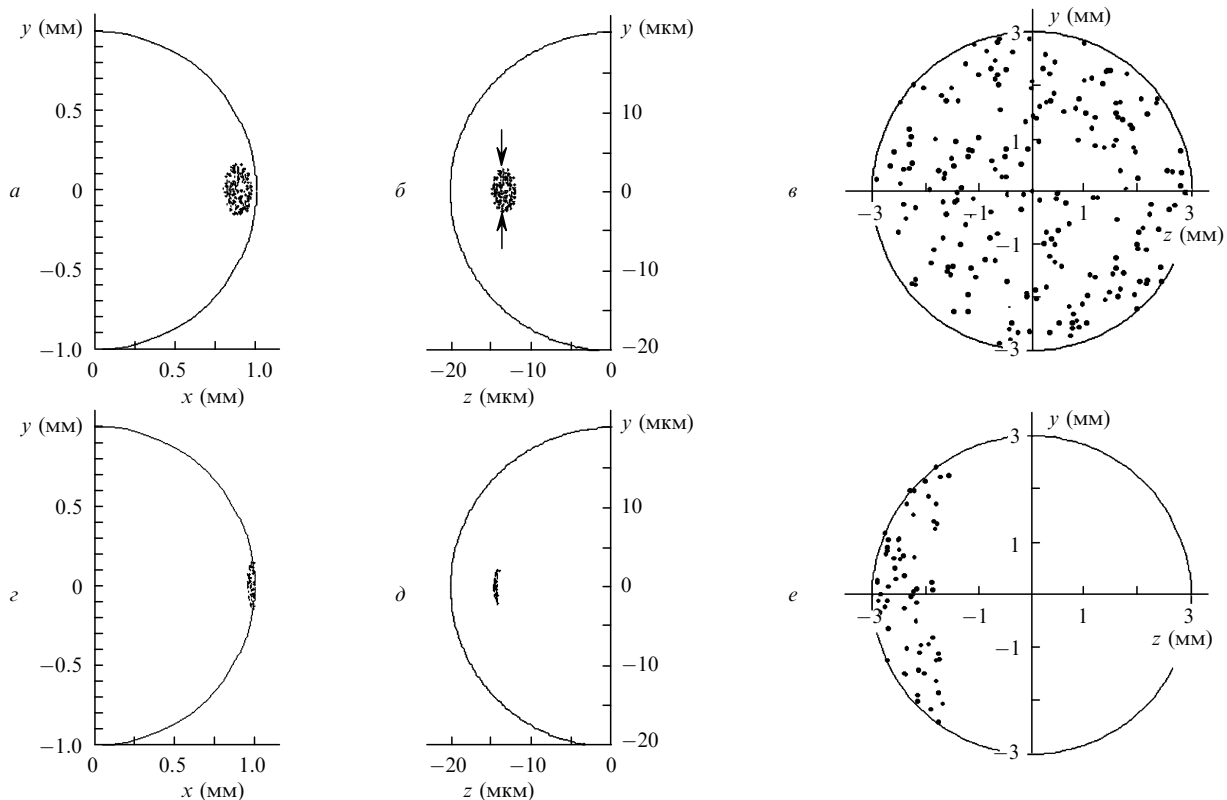


Рис.7. Результат трассировки лучей по схеме рис.6,а на апертуре фокусирующей линзы (а, г), поверхности фронта плазмы (б, д) и апертуре микрообъектива (е, е) при  $z = 120$  (а-в) и 100 мкм (г-е).

зерного излучения. Это подтверждает результаты выполненных ранее пространственно-временных разверток изображения искры [11, 17, 24, 26].

Мы также видели (рис.2,б), что за перетяжкой пучка трек рассеяния может иметь излом, который связан, скорее всего, с изменением пространственной структуры лазерного пучка, прошедшего через объем НЛИ. Появление в этой структуре дифракционных максимумов и трансформация кривизны волнового фронта по мере распространения меняют условия отражения и/или форму фронта плазмы, что и объясняет отмеченную особенность.

Таким образом, хотя используемое представление границы плазмы в виде сферической поверхности достаточно примитивно, оно позволяет выявить общую тенденцию, имеющую место при регистрации плазменного канала по отраженному лазерному излучению. Его правомерность, подтверждается анализом результатов поляризационных измерений. Для этого был выполнен расчет при тех же параметрах регистрирующей оптики и фронта плазмы (концентрация электронов  $n_e = 10^{20}$  см $^{-3}$ ). Учитывались только лучи, отражающиеся от сферического фронта плазмы и лежащие на линии, обозначенной стрелками на рис.7,б. Результаты расчета приведены на рис.8. Вследствие различия коэффициентов от-

ражения расчетное отношение интенсивностей на оси пучка ( $y = 0$ ) для v- и h-поляризаций  $I_v(0)/I_h(0)$  составляет 115 (экспериментальное значение равно  $\sim 80-100$ ). Данное отношение при выбранных параметрах расчета слабо зависит от концентрации электронов и уменьшается до  $\sim 70$  для  $n_e = 10^{18}$  см $^{-3}$ .

При  $y \neq 0$ , когда электрический вектор не находится в плоскости, образуемой осями лазерного пучка и микрообъектива (Н-поляризация), или не перпендикулярен ей (V-поляризация), происходит деполяризация излучения. В обоих случаях это проявляется в возникновении симметричных относительно оси пучка максимумов деполяризованной компоненты (штриховые кривые на рис.8,а,б). При V-поляризации исходного лазерного пучка для отношения максимумов интенсивностей  $I_v/I_h$  расчет дает  $\sim 4 \times 10^4$ , при Н-поляризации интенсивности близки:  $I_h/I_v \approx 3$ . Это объясняется очень малым коэффициентом отражения от фронта плазмы при Н-поляризации лазерного излучения по сравнению со случаем V-поляризации. Ориентации поляризации исходного пучка и анализатора не могут идеально совпадать, и небольшие отклонения в их взаимном положении приводят к существенному изменению результатов. Так, при отклонении анализатора, составляющем  $1^\circ$ , для V-поляриза-

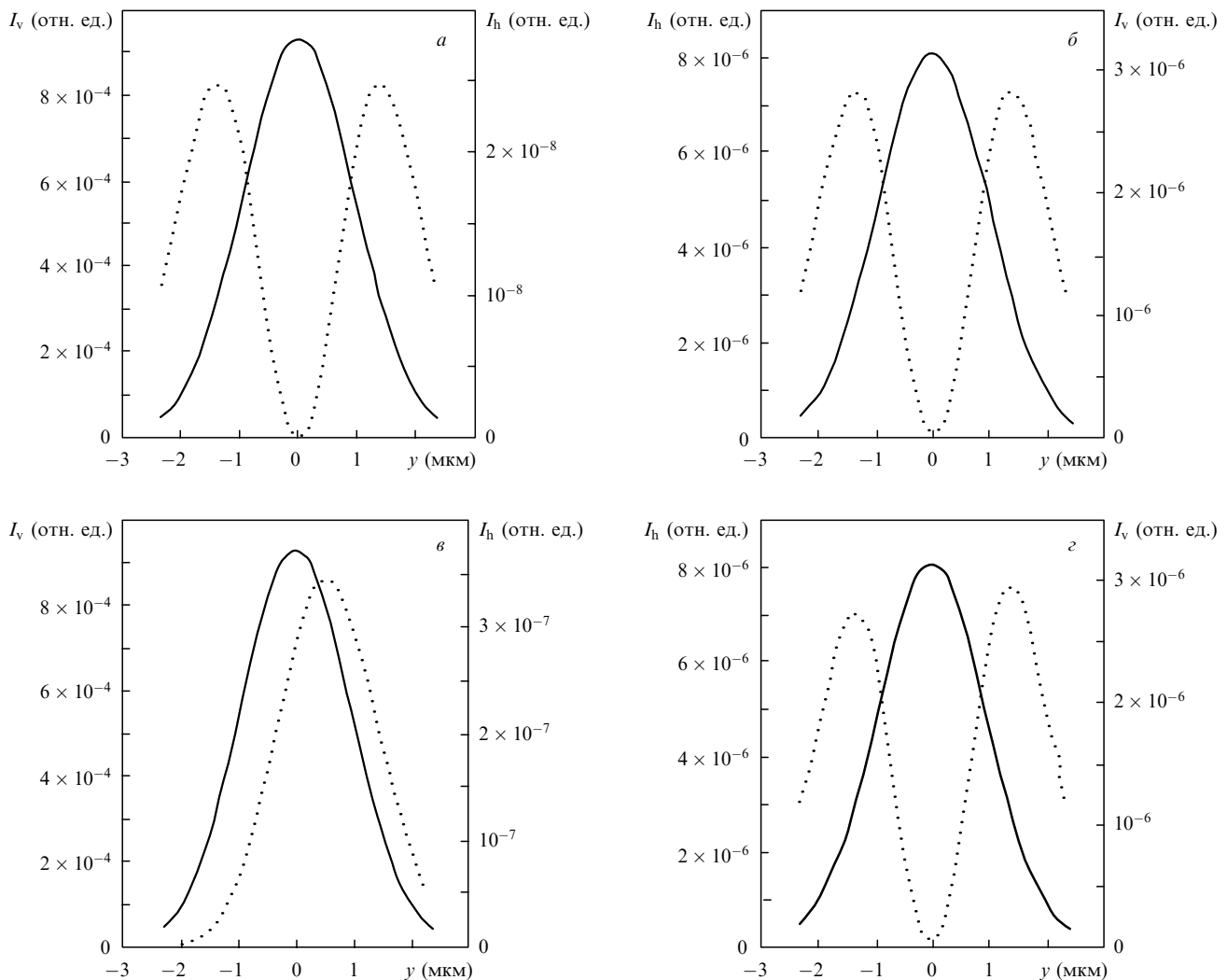


Рис.8. Распределения интенсивностей лазерного излучения при отражении его от сферического фронта плазмы в случае идеальной взаимной ориентации исходной поляризации и анализатора (а, б) и при повороте анализатора на  $1^\circ$  (в, з) для V-поляризации (а, в) и Н-поляризации (б, з) исходного излучения. Сплошные кривые – излучение с исходной поляризацией, пунктирные кривые – деполяризованная компонента.

ции лазерного излучения распределения интенсивностей  $v$ - и  $h$ -компонент рассеянного излучения, выделяемых анализатором, оказываются подобными, и отношение  $I_v/I_h$  уменьшается до  $\sim 3 \times 10^3$  (рис.8,б). Отношение  $I_h/I_v$  для  $H$ -поляризации при этом практически не меняется (рис.8,з), появляется лишь асимметрия распределения деполяризованной  $v$ -компоненты. Неточность ориентации исходной поляризации такого же порядка ( $1^\circ$ ) относительно плоскости, определяемой осью пучка и осью изображающей оптической системы, приводит к асимметрии в распределении интенсивностей деполяризованных компонент. Основную роль в изменении формы распределения интенсивности  $h$ -компоненты при исходной  $V$ -поляризации лазерного излучения (наличие одного максимума вместо двух (рис.8,б)) играет неточность установки анализатора относительно указанной плоскости.

Таким образом, использованная модель сферического фронта НЛИ удовлетворительно объясняет также и результаты поляризационных измерений рассеянного излучения (п.5–7) как на качественном, так и на количественном уровне.

Наконец, последнее. Не исключено, что задержка момента появления НЛИ, составляющая в нашем случае до 50 нс, возникает лишь при использовании короткофокусных линз с радиусом перетяжки пучка в фокальной плоскости в единицы микрометров и длинных (120 нс) лазерных импульсов, когда диффузия электронов становится существенным фактором. Соответствующий анализ механизмов инициации НЛИ лазерным излучением (первого этапа динамики искры) выходит за рамки данной работы, так же как и выяснение степени влияния лазерного излучения на движение фронта плазмы на стадии ее расширения из области перетяжки пучка. Можно лишь высказать предположение о том, что слабая зависимость длины трека рассеяния, соответствующего положению фронта плазмы во времени, от энергии импульса и отсутствие существенных различий в динамике искры при ее поджиге на заднем фронте лазерного импульса (с последующим убыванием интенсивности пучка) и на его переднем фронте (с последующим возрастанием этой интенсивности) говорят о малом влиянии лазерного излучения на протекание второго этапа развития НЛИ. Возможно, данный факт отражает лишь специфику выполненных экспериментов. Точнее влияние формы и длительности лазерного импульса на динамику второго этапа развития НЛИ можно оценить из измерений скорости распространения искры, основывающихся не только на случайном появлении модуляции интенсивности лазерного излучения.

#### 4. Заключение

В настоящей работе воспроизведены эксперименты, выполненные ранее, в период наибольшего интереса к НЛИ. Использование для поджига искры лазерного излучения с модами  $TEM_{00}$ ,  $TEM_{01}$  и  $TEM_{02}$ , а также современной техники регистрации позволило обнаружить ряд новых особенностей в рассеянии искрой лазерного излучения, не отмечавшихся ранее. В качестве наиболее интересных отметим точную локализацию НЛИ относительно перетяжки лазерного пучка, низкую в этой зоне интенсивность рассеяния и специфический характер деполяризации рассеянного излучения. Эти и другие особен-

ности, в том числе обнаруженные ранее, достаточно хорошо описываются в рамках простой модели, опирающейся на установленную в [11] природу рассеяния лазерного излучения искрой – отражение на границе плазма – невозмущенный газ.

Использованное в модели представление границы плазмы в виде сферической поверхности и учет параметров оптической схемы для регистрации рассеяния лазерного излучения в боковом направлении объясняют результаты экспериментов, в частности отношение интенсивностей рассеяния при использовании  $V$ - и  $H$ -поляризации лазерного излучения и деполяризацию рассеянного излучения. Отсутствие точного количественного согласия результатов расчетов и измерений может объясняться целым рядом причин. Прежде всего, крайней простотой модели, а также отсутствием информации об истинных значениях электронной концентрации, о ее распределении на фронте плазмы и динамике ее изменений.

Также заслуживает внимания, зарегистрированная в наших экспериментах задержка момента поджига НЛИ относительно максимума интенсивности лазерного импульса.

Автор благодарит В.Х.Багдасарова, С.В.Гарнова и Н.Н.Денисова за существенную помощь и содействие при проведении экспериментов, а также Ю.В.Сенатского и Р.В.Серова за полезные замечания при обсуждении результатов работы.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 05-02-16818) и гранта Президента РФ государственной поддержки ведущих научных школ РФ № НШ-8283.2006.2.

1. Maker P.D., Terhune R.W., Savage C.M. *Quantum Electronics III*. Ed. by P.Grivet, N.Bloembergen (New York: Columbia University Press, 1964, p.1559).
2. Островская Г.В., Зайдель А.Н. *УФН*, **111** (4), 579 (1973).
3. Morgan C.G. *Rep. Prog. Phys.*, **38**, 621 (1975).
4. Райзер Ю.П. *УФН*, **87**, 29 (1965).
5. Longenecker M., Hüwel L., Cadwell L., Nassif D. *Appl. Opt.*, **42** (6), 990 (2003).
6. Yalçın S., Crosley D.R., Smith G.P., Faris G.W. *Appl. Phys. B*, **68**, 121 (1999).
7. Басов Н.Г., Бойко В.А., Крохин О.Н., Склизков Г.В. *ДАН СССР*, **173**, 538 (1967).
8. Alcock A.J., in *Laser Interaction and Related Plasma Phenomena*. Ed. by H.J.Schwarz, H.Hora (New York: Plenum Press, 1972, v. 2, p.155).
9. Soubacq S., Pignolet P., Schall E., Baina J. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **37**, 2686 (2004).
10. Волков В.А., Григорьев Ф.В., Калиновский В.В. и др. *ЖЭТФ*, **69**, 115 (1975).
11. Tomlinson R.G. *IEEE J. Quantum Electron.*, **5** (12), 591 (1969).
12. Савченко М.М., Степанов В.К. *Письма в ЖЭТФ*, **10**, 458 (1968).
13. Richardson M.C., Alcock A.J. *Appl. Phys. Lett.*, **18** (8), 357 (1971).
14. Аскаръян Г.А. *Письма в ЖЭТФ*, **4**, 400 (1966).
15. Key M.H. *J. Phys. B*, **2**, 544 (1969).
16. Коробкин В.В., Мотылев С.Л. *Письма в ЖЭТФ*, **27** (10), 557 (1978).
17. Korobkin V.V., Alcock A.J. *Phys. Rev. Lett.*, **21**, 1433 (1968).
18. Wang Ch.C., Davis L.I. *Phys. Rev. Lett.*, **26** (14), 822 (1971).
19. Borghese A., Merola S.S. *Appl. Opt.*, **37**, 3977 (1998).
20. Dors I.G., Parigger C.G. *Appl. Opt.*, **42**, 5978 (2003).
21. Beduneau J.-L., Ikeda Y. *J. Quant. Spectr. Rad. Transfer*, **84**, 123 (2004).
22. Малютин А.А., Илюхин В.А. *Квантовая электроника*, **37**, 181 (2007).
23. Каталог фирмы ThorLabs Inc. (Newton, NJ, USA, 2004, p.273).
24. Ahmad N., Gale B.C., Key M.H. *J. Phys. B*, **2**, 403 (1969).
25. www.wavesimsoft.com.
26. Daiber J.W., Thompson H.M. *Phys. Fluids*, **10**, 1162 (1967).