

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК

**ФИЗИЧЕСКИЙ  
ИНСТИТУТ**



*имени  
П.Н.Лебедева*

**Ф И А Н**

ПРЕПРИНТ

**25**

Г.Л. ДАНИЕЛЯН, М.В. ОСИПОВ, В.Н. ПУЗЫРЁВ,  
А.Т. СААКЯН, А.Н. СТАРОДУБ, С.И. ФЕДОТОВ,  
А.А. ФРОНЯ

**МЕТОД РЕГИСТРАЦИИ РАССЕЯННОГО  
ПЛАЗМОЙ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ**

МОСКВА 2007

# МЕТОД РЕГИСТРАЦИИ РАССЕЯННОГО ПЛАЗМОЙ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Г.Л. Даниелян\*, М.В. Осипов, В.Н. Пузырёв, А.Т. Саакян,  
А.Н. Стародуб, С.И. Федотов, А.А. Фроня

Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Москва, Россия

\*Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Москва, Россия

## АННОТАЦИЯ

Предложен метод и приведена принципиальная оптическая схема системы для исследования рассеяния излучения в широких угловом и спектральном диапазонах. В зависимости от конструкции системы и размещения используемых световодов исследования распределения рассеянного излучения могут проводиться в больших телесных углах, вплоть до  $4\pi$ . Реализованный спектральный диапазон составил  $\Delta\lambda \approx 400\text{--}1900$  нм. Показано, что данный метод, в зависимости от типа регистрирующего элемента и длины волны излучения, позволяет регистрировать распределённую равномерно по площади торца световода энергию рассеянного излучения порядка  $10^{-12}$  Дж.

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Хорошо известно [1-2], что процессом, определяющим как образование лазерной плазмы при воздействии лазерного излучения на различные мишени, так и ее дальнейшую эволюцию – нагрев и разлет, является процесс поглощения лазерного излучения веществом. Исследование закономерностей поглощения энергии лазера позволяет судить о физическом состоянии плазменной короны и, в частности, о вкладе различных механизмов взаимодействия лазерного излучения с веществом в ее формирование [3, 4].

Одним из эффективных методов изучения как процессов формирования и динамики лазерной плазмы, так и поглощения лазерного излучения является исследование рассеяния этого излучения возникающей плазмой.

В экспериментах по взаимодействию излучения с веществом используемые методы для определения профилей разлёта плазмы и рассеянного излучения с точки зрения регистрации можно разделить на два метода: 1 – калориметрический метод, 2 – фотолюминесцентный метод.

Калориметрический метод подразумевает размещение калориметров внутри камеры взаимодействия в определённом порядке и на нужном расстоянии от мишени. Калориметры требуют близкого расположения к мишени из-за низкой пороговой чувствительности по энергии (см. [5]), а поскольку они обладают немалыми габаритами, это приводит к уменьшению свободного обзора мишени из оптических окон камеры взаимодействия, вследствие чего размещение дополнительных диагностических элементов становится затруднительным. Для селекции нужной длины волны измеряемого излучения необходимо каждый раз запускать в камеру взаимодействия воздух, доставать калориметры и менять светофильтры, что также вызывает неудобство.

Фотолюминесцентные измерения, как и в случае с калориметрическим методом, также подразумевают размещение фоточувствительных элементов внутри камеры взаимодействия. Фоточувствительные элементы обладают большей чувствительностью по сравнению с калориметрами (см. [5-7]), однако по габаритам и по занимаемому пространству им не уступают. После каждого лазерного выстрела необходимо также открывать камеру взаимодействия, чтобы достать фоточувствительные элементы для дальнейшей проявки. Существует также вероятность засветки фоточувствительных элементов до лазерного выстрела.

Фотолюминесцентный метод применяется также с размещением объектива внутри или вне камеры взаимодействия с дальнейшей регистрацией на фоточувствительный элемент. При размещении объектива внутри камеры взаимодействия для получения распределения излучения в широком угловом интервале необходимо использовать широкоугольные объективы, которые, как правило, являются короткофокусными, вследствие чего их необходимо располагать поближе к мишени. Использование длиннофокусных объективов позволяет размещать их вне камеры взаимодействия, однако они, при этом, захватывают очень малый телесный угол в сравнении с широкоугольными объективами.

Авторами предлагается метод диагностики плазмы, позволяющий исследовать разлет плазменной короны и рассеяние излучения плазмой при воздействии на нее лазерного излучения и свободный от ряда недостатков указанных выше методов регистрации. Метод основан на использовании оптической системы, созданной с применением световолоконной оптики, и позволяет получать информацию о направленности разлёта плазмы и рассеяния лазерного излучения в заданном сечении в широком диапазоне углов регистрации ( $\Delta\theta \approx 90^\circ$  в реализованной схеме) и широком спектральном диапазоне ( $\Delta\lambda \approx 400 - 1900$  нм). Преимуществом предлагаемого метода является также расположение системы регистрации вне камеры взаимодействия, что позволяет оперативно варьировать длину волны, коэффициент увеличения и яркость регистрируемого изображения, не нарушая условий эксперимента. Предлагаемый метод, как будет показано далее, позволяет регистрировать энергию, начиная с  $E_{min} = 8,4 \times 10^{-13}$  Дж.

В статье основной акцент сделан на исследовании рассеянного плазмой лазерного излучения, что подразумевает использование системы из световодов в вакуумной среде. Однако, очевидно, что данный метод может быть использован для исследования распределения излучения источника, отличного от плазмы, причём как точечного, так и протяжённого.

## **2. СИСТЕМА СБОРА, ПЕРЕДАЧИ И РЕГИСТРАЦИИ ИЗОБРАЖЕНИЯ**

Принципиальная оптическая схема предлагаемого метода, включает в себя систему из световодов для сбора и передачи излучения, а также систему регистрации излучения на ПЗС-матрицу с возможностью изменения

коэффициента увеличения изображения (Рис. 1, масштаб и точное расположение всех элементов не учтены, камера взаимодействия не показана). Система для сбора и передачи излучения представляет из себя девять световодов, жёстко закреплённых в металлической дуге с внутренним радиусом  $R_d = 57$  мм на равном друг от друга расстоянии.

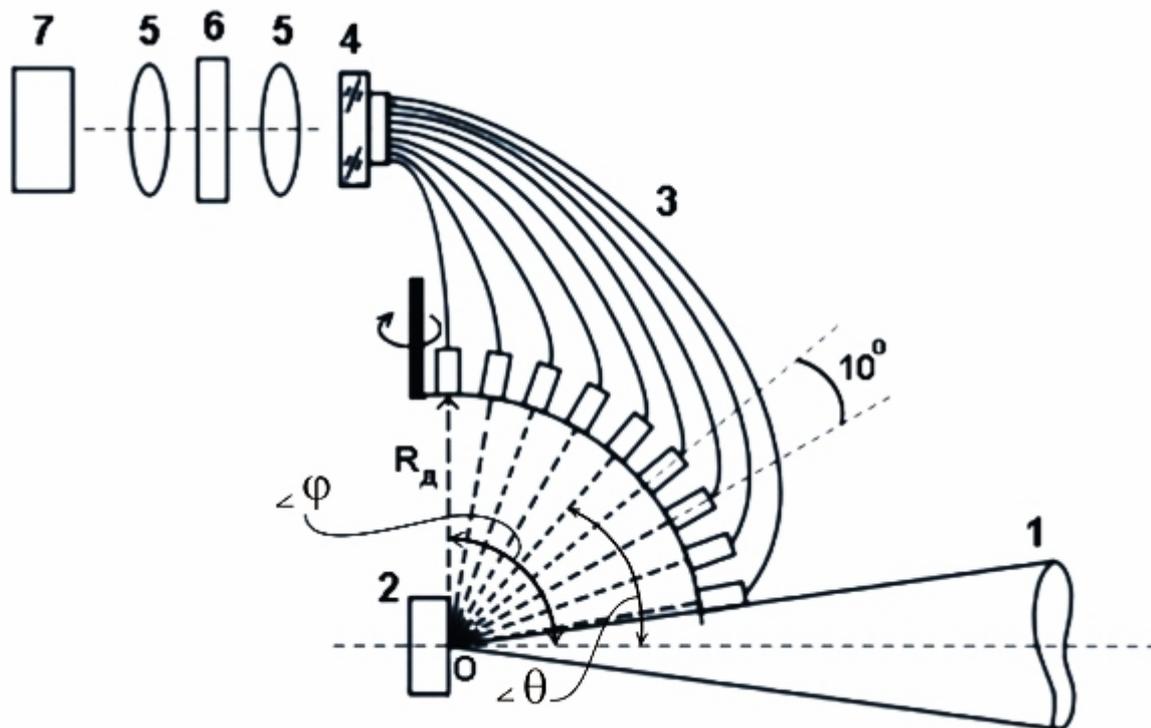


Рис. 1. Оптическая схема эксперимента. 1 – лазерное излучение; 2 – мишень; 3 – система из световодов; 4 – вакуумное оптическое окно камеры взаимодействия; 5 – объектив; 6 – светофильтры; 7 – цифровой фотоаппарат (ПЗС - матрица), O – пятно фокусировки на мишени,  $\varphi$  – угол падения лазерного излучения на плоскость мишени,  $\theta$  – угол между соответствующим световодом и осью падающего на мишень лазерного излучения.

В качестве световодов были рассмотрены многомодовые волокна с градиентным профилем показателя преломления и волокна со ступенчатым профилем показателя преломления.

Волокна с градиентным профилем имеют структуру, которая позволяет за счет относительно малых числовых апертур получить малую расходимость анализируемого светового пучка на выходе волокна. Однако на сегодняшний день градиентные волокна обладают высоким затуханием в области спектра

300-600 нм и могут быть использованы только для диапазона 650-1500 нм. Поэтому для изготовления оптической системы было выбрано высококачественное оптическое волокно со ступенчатым профилем показателя преломления и высоким пропусканием в спектральном диапазоне 400 – 1900 нм. Таким волокном является кварцевое оптическое волокно из синтетического высокочистого кварца WF600\660\780Ал., технические характеристики которого приведены в Таблице 1.

Таблица 1.

Тип оптического волокна	Кварц\Кварц\Алюминий
Диапазон пропускания, нм	400 – 1900
Содержание примесных ионов (группы железа и галогенидов) не более, ppm	$\leq 3 - 7$
Содержание ионов OH не более, ppm	$\leq 4$
Числовая апертура	$0,22 \pm 0,02$
Диаметр сердцевины, мм	$0,6 \pm 1,5 \%$
Диаметр оболочки, мм	$0,66 \pm 1,5 \%$
Диаметр протектирующего покрытия алюминием, мм	$0,78 \pm 3 \%$
Максимальный температурный диапазон, °C	$-30 \div +400$
Минимальный радиус многократного сгиба, мм	120

Следует отметить, что покрытие алюминием гарантирует отсутствие возможности проникновения лучей с боковой поверхности волокон, что позволяет наблюдать в вакуумной среде только излучения, попадающие во входную апертуру.

Согласно полученным результатам выбранное оптическое волокно является наиболее соответствующим и имеет уровень потерь в интервале длин волн 400-1900 нм менее  $110 \text{ дБ/км} = 0.11 \text{ дБ/м}$ . При длине не более 1 м волокно обеспечивает трансмиссию до 98 %. С учётом коэффициента френелевского отражения от торца волокна (для кварца  $R_{fp} = 3.7 \%$ ) общие потери не превышают 8%. Для использования световодов в вакуумной среде применён

метод бесклеевой заделки волокон в цилиндрические прецизионные наконечники, а именно: пайка алюминия в наконечник, изготовленный из нейзильбера. При этом обеспечена точность посадки оптической оси 0,015 мм.

Для выбранного волокна были проведены исследования зависимости оптических потерь от длины волны (Рис. 2).

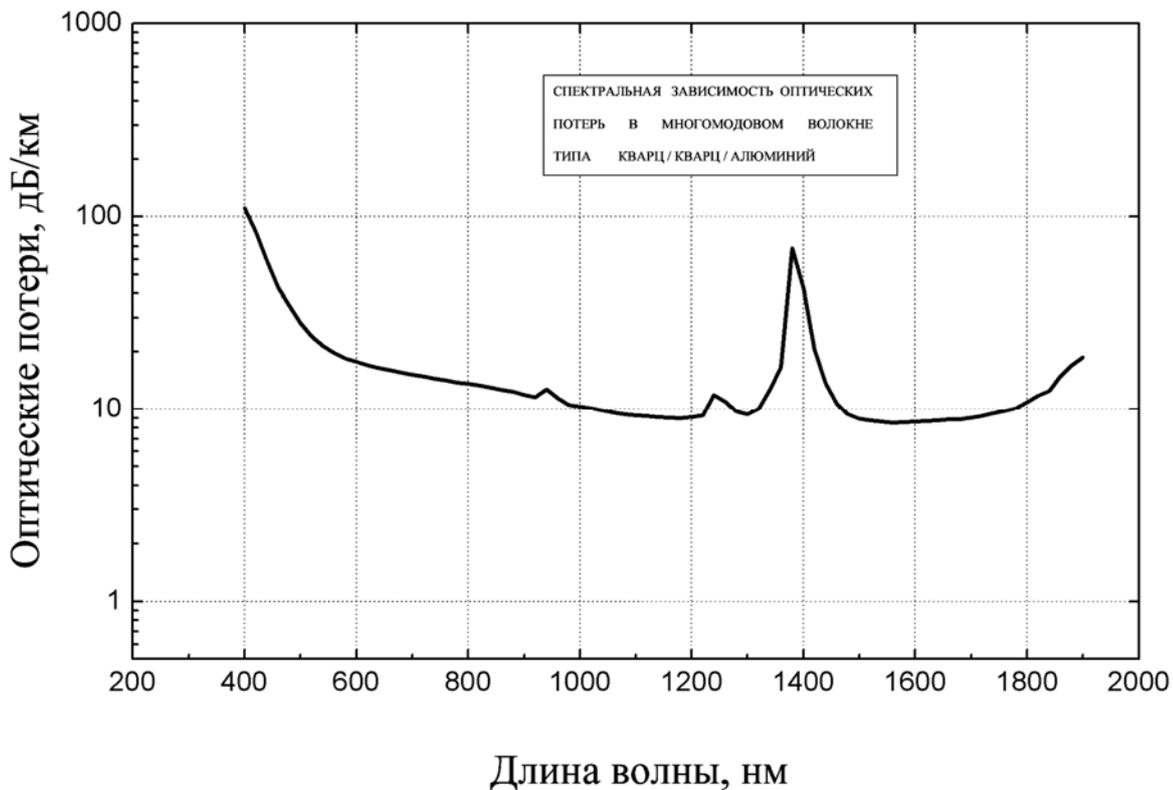


Рис. 2. Спектральная характеристика используемого кварцевого оптического волокна.

Угловая погрешность установки апертур волокон и их сходимость обеспечивается точностью изготовления держателей оптических волокон, которая была выполнена с угловой точностью  $0.1^\circ$ .

Как уже отмечалось, входные концы световодов были жёстко закреплены в металлической дуге с внутренним радиусом  $R_0 = 57$  мм на равном друг от друга расстоянии. Радиус дуги был рассчитан так, чтобы угол между осями соседних световодов составлял  $10^\circ$  (см. Рис. 1). Металлическая дуга, которая фиксировала входные торцы световодов, была прикреплена к верхнему полюсу камеры взаимодействия таким образом, что она могла вращаться вокруг вертикальной оси, проходящей через полюса камеры, а при расположении дуги

вдоль направления пучка не перекрывала его. При таком положении дуги угол между осью падающего на мишень лазерного пучка и осью, проходящей через центр торца ближайшего к лазерному пучку световода, составляет  $\approx 10^\circ$ . Выходные концы световодов запаяны в отверстия прямоугольной пластины на равном расстоянии друг от друга. В экспериментах пластина была закреплена в шайбе, которая находилась в оптическом контакте с внутренней поверхностью оптического окна камеры взаимодействия. Это позволило устанавливать фотоаппарат для регистрации изображения выходных торцов световодов за пределами камеры взаимодействия, что дало возможность, используя двухобъективную систему передачи изображения, варьировать как коэффициент увеличения, так и светосилу системы регистрации. Использование для передачи изображения двух объективов обуславливается также тем, что первый объектив, размещённый непосредственно перед выходным оптическим окном камеры, захватывает полностью излучение, выходящее из световодов с апертурой  $22^\circ$ , и транслирует его на второй объектив, который и строит изображение в необходимом масштабе на приёмном элементе. Выходные изображения регистрировались цифровым фотоаппаратом типа Canon EOS. Выделение нужной длины волны регистрируемого излучения, а также ослабление энергии излучения реализовывалось использованием специальных калиброванных светофильтров типа НС, КС, ИКС, СЗС и интерференционных фильтров.

### **3. КАЛИБРОВКА И ОЦЕНКА ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ СИСТЕМЫ**

Калибровка созданной оптической системы производилась с помощью тестовых источников излучения. В качестве источников были выбраны малогабаритная спиральная лампа накаливания и искровой разряд в воздухе.

Основная проблема, возникающая при калибровке, – обеспечение равномерности облучения всех световодов в используемом спектральном диапазоне. При этом, для того, чтобы угловое распределение излучения тестового источника было близко к распределению исследуемого, размеры излучательного элемента тестового источника подбирались в соответствии с размерами излучающей плазмы, т.е.  $\approx 120 - 500$  мкм.

Миниатюрная лампа накаливания, установленная в точке О (см. Рис. 1), представляет собой интерес как точечный источник излучения, однако, как оказалось, поскольку спираль имеет ярко выраженную ось симметрии (намотана по цилиндрической поверхности), то излучение от неё неравномерно в разных

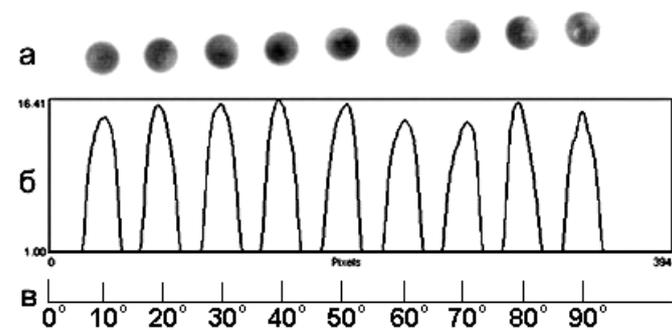
направлениях. Кроме того, на искажение углового распределения излучения спирали также влияют неоднородность поверхности стеклянной колбы лампы, переотражения от стенок колбы и т.д.

Искровой разряд, проходящий через точку  $O$  (см. Рис. 1) ортогонально плоскости окружности дуги, оказался источником, излучающим равномерно во всех направлениях этой плоскости. Поэтому в качестве основного тестового источника излучения был выбран искровой разряд в воздухе.

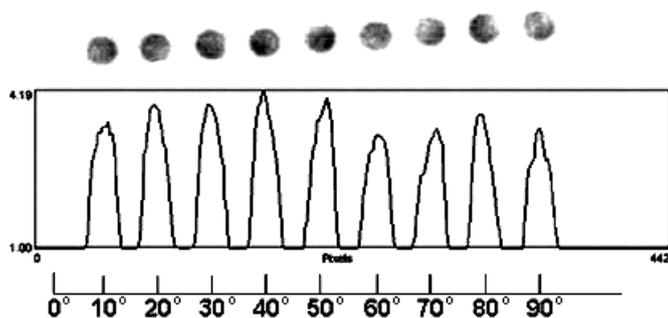
На Рис. 3 представлены результаты тестовых экспериментов для различных спектральных диапазонов в случае искры в качестве источника излучения. При этом применяются следующие обозначения (см. Рис. 3-Г): а – фотография выходных торцов световодов; б – интегральные пространственные профили излучений соответствующих торцов световодов (по осям  $x$  и  $y$  отложены относительные единицы, значения которых будут меняться при изменении коэффициента увеличения изображения торцов световодов на ПЗС-матрице и интенсивности сигнала, соответственно); в – ось, по которой видно расположение по углу  $\theta$  соответствующего световода относительно падающего на мишень излучения (значение  $\theta = 0^\circ$  совпадает с осью падающего на мишень лазерного излучения). В дальнейшем экспериментальные результаты будут представлены в таком же виде, однако, уже без пояснительных знаков а, б и в.

Из Рис. 3 видно, что, несмотря на равномерность засветки входных торцов световодов, амплитуда выходных сигналов для разных световодов разная. Неодинаковая передача сигнала световодами может быть связана с выпадением излучения из угла полного внутреннего отражения в световодах, отличием в полировке торцов световодов, локальными мелкомасштабными загрязнениями на оптическом окне камеры взаимодействия и др.

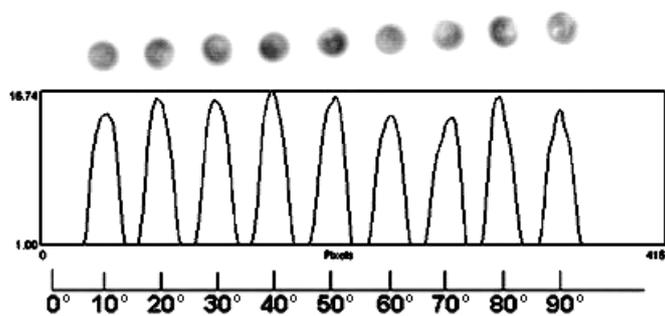
Результаты калибровочных экспериментов показали, что каждый световод имеет свой индивидуальный коэффициент пропускания и должен определяться заранее. Но, поскольку нас интересует угловая зависимость распределения выходных сигналов, то знание их абсолютных значений в данных экспериментах не обязательно. Отметим только, что при обработке результатов максимальный коэффициент пропускания присваивается световоду с максимальной амплитудой сигнала и принимается равным единице. Коэффициенты для остальных световодов будут отличаться от максимального на отношение амплитуды сигнала соответствующего световода к амплитуде максимального сигнала.



I



II



III

Рис. 3. Результаты калибровочных экспериментов в случае искры в качестве источника излучения в зависимости от спектрального диапазона. I – без фильтра; II – интерференционный фильтр на длину волны 0,53 мкм; III – фильтр СЗС-21.

Как уже отмечалось выше, важным вопросом является точность регистрации при малых значениях рассеянного излучения. Однако важно и то, каким является минимальное значение энергии, которую позволяет регистрировать данная система. Минимальное значение энергии, достаточное для регистрации, определялось с учётом ограничения по чувствительности регистрирующего элемента.

Выведем формулу для определения значения минимально регистрируемой энергии в случае использования такой методики, и проведём оценку этой энергии с учётом чувствительностей регистрирующих элементов.

Принимая, что часть рассеянной в телесный угол  $2\pi$  (для плоской мишени) энергии  $E_0$ , заполняя телесный угол  $\Omega_{св}$ , попадает на световод диаметром  $d$ , находящийся от мишени на расстоянии  $R = R_D$ , для минимального значения регистрируемой энергии получим

$$E_{\min} = E_0 \Omega_{св} / 2\pi,$$

где

$$\Omega_{св} = \pi\alpha^2, \quad \alpha^2 = (d/2R)^2.$$

Если  $K_{nom}$  – общий коэффициент потерь, равный

$$K_{nom} = (1 - R_{фр})^4 T_{св} T_{об1} T_{об2} T(\lambda)_{сф}, \quad (1)$$

где  $R_{фр}$  – коэффициент отражения по Френелю,  $T_{св}$ ,  $T_{об1}$ ,  $T_{об2}$ ,  $T(\lambda)_{сф}$  – коэффициенты пропускания световода, первого объектива, второго объектива и светофильтра, соответственно, а  $S_p$  – чувствительность регистратора, то на минимальное значение регистрируемой энергии получаем следующее ограничение:

$$\frac{E_{\min} K_{nom}}{\pi d^2 / 4} \geq S_p. \quad (1)$$

Если передача изображения осуществляется с увеличением или уменьшением в левой стороне неравенства (1) следует добавлять множитель  $N = (f_2/f_1)^2$ , где  $f_1$  и  $f_2$  – фокусные расстояния первого и второго объективов, соответственно.

В реализованной нами схеме  $d = 600$  мкм;  $R_D = 57$  мм;  $R_{фр} = 4\%$ ;  $T_{св} = 0,98$ ;  $T_{об1} = T_{об2} = 0,8$ ;  $T(\lambda)_{сф} = 0,05 - 0,85$ ;  $N = 1$ . Принимая за среднее значение пропускания светофильтров  $\langle T(\lambda)_{сф} \rangle = 0,5$ , для минимальной энергии  $E_{min}$ , которую можно зарегистрировать, согласно (1) – (2) получим следующее выражение:

$$E_{min} \geq 8,4 \times 10^{-3} S_p \quad (3)$$

Как уже отмечалось в описании экспериментальной установки, в качестве регистратора использовалась матрица цифрового фотоаппарата. Выбор цифровой матрицы был обусловлен оперативностью получения результатов и возможностью быстрой загрузки информации в компьютер для дальнейшей обработки. Однако предложенный метод позволяет в качестве регистратора использовать также и фоточувствительные материалы.

Проведём оценки значения энергии  $E_{min}$  как для матрицы цифрового фотоаппарата, так и для фоточувствительных материалов.

В совокупности фотоматериалы с галоидосеребряными слоями создают следующие интервалы фотографических свойств: светочувствительность  $S = 10^{-2} \div 10^{-10}$  Дж/см<sup>2</sup> (в обратном измерении); разрешающая способность  $R = 50 \div 500$  мм<sup>-1</sup>, спектральная область светочувствительности в пределах  $\lambda = 200 \div 1200$  нм [6, 7]. Таким образом, лучшая пороговая чувствительность фотоматериалов составляет величину  $S_{nop} \approx 10^{-10}$  Дж/см<sup>2</sup>. Подставляя это значение  $S_{nop}$  в формулу (3), в случае использования в качестве регистратора фотоматериалов для  $E_{min}$  получим

$$E_{min} \geq 8,4 \times 10^{-3} \times 10^{-10} = 8,4 \times 10^{-13} \text{ Дж.}$$

Для определения  $E_{min}$  в случае использования в качестве регистратора матрицы цифрового фотоаппарата используем результаты эксперимента [8], в которых определялась чувствительность матрицы в зависимости от типа излучателя, длины волны излучения, длительности излучения, значений длительности выдержки и чувствительности (ISO) цифрового фотоаппарата.

В нашем случае интерес представляет пороговая чувствительность  $S_{nop}$  (Дж/см<sup>2</sup>), определяемая таким образом, что при попадании на матрицу излучения с плотностью энергии  $S_{nop}$  значение амплитуды сигнала, как минимум, на порядок превосходит шумы матрицы. Согласно [8]

$$S_{nop}(\lambda_1 = 1,064 \text{ мкм}) \sim 10^{-5} \text{ Дж/см}^2,$$

$$S_{nop}(\lambda_2 = 0,632 \text{ мкм}) \sim 10^{-9} \text{ Дж/см}^2,$$

$$S_{nop}(\lambda_3 = 0,532 \text{ мкм}) \sim 10^{-10} \text{ Дж/см}^2.$$

Следовательно, из формулы (3) для  $E_{min}$  получаем

$$E_{min}(\lambda_1 = 1,064 \text{ мкм}) \geq 8,4 \times 10^{-3} \times 10^{-5} = 8,4 \times 10^{-8} \text{ Дж,}$$

$$E_{min}(\lambda_2 = 0,632 \text{ мкм}) \geq 8,4 \times 10^{-3} \times 10^{-9} = 8,4 \times 10^{-12} \text{ Дж,}$$

$$E_{min}(\lambda_3 = 0,532 \text{ мкм}) \geq 8,4 \times 10^{-3} \times 10^{-10} = 8,4 \times 10^{-13} \text{ Дж.}$$

Таким образом, проведённые оценки показали, что при использовании в качестве регистратора как матрицы цифрового аппарата, так и фоточувствительных элементов можно регистрировать значения рассеиваемого плазмой излучения на уровне  $\approx 10^{-8} - 10^{-13}$  Дж, в зависимости от типа используемого регистратора и длины волны регистрируемого излучения.

В условиях экспериментов, в которых мишень сферически-симметрично облучается лазерным излучением, при выводе формулы (3) необходимо учитывать, что в этом случае излучение из плазмы будет рассеиваться уже в

телесный угол  $4\pi$ , а не в  $2\pi$ , как в случае плоской мишени. Поэтому найденные выше минимальные значения регистрируемой энергии  $E_{min}$  должны быть увеличены вдвое.

#### 4. ПРОВЕДЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

Предложенная методика была опробована в эксперименте по исследованию рассеянного и отражённого плазмой греющего лазерного излучения при воздействии на плоскую мишень.

В качестве источника греющего лазерного излучения использовался лазер «Канал-2» [9] со следующими параметрами: длина волны излучения  $\lambda = 1,06$  мкм, длительность лазерного импульса по полувысоте  $\tau_u = 2,5$  нс, ширина линии генерации  $\delta\lambda = 3$  Å, расходимость излучения  $\alpha = 1.4 \times 10^{-3}$  рад, энергия лазера в импульсе  $E_u = 5 \div 50$  Дж. При размере пятна фокусировки лазерного излучения на бериллиевую мишени  $d \approx 120$  мкм плотность потока излучения на мишени составляла  $q \sim 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup>.

Исследование рассеянного плазмой лазерного излучения проводилось как на частоте греющего лазерного излучения ( $\lambda_\omega = 1,06$  мкм), так и на частоте второй гармоники ( $\lambda_{2\omega} = 0,53$  мкм), генерируемой в плазме.

На Рис. 4 приведены результаты измерений рассеяния плазмой излучения на двух длинах волн  $\lambda_\omega = 1,06$  мкм (а) и  $\lambda_{2\omega} = 0,53$  мкм (б) при нормальном падении лазерного излучения на бериллиевую мишень ( $\varphi_{Be} = 90^\circ$ ).

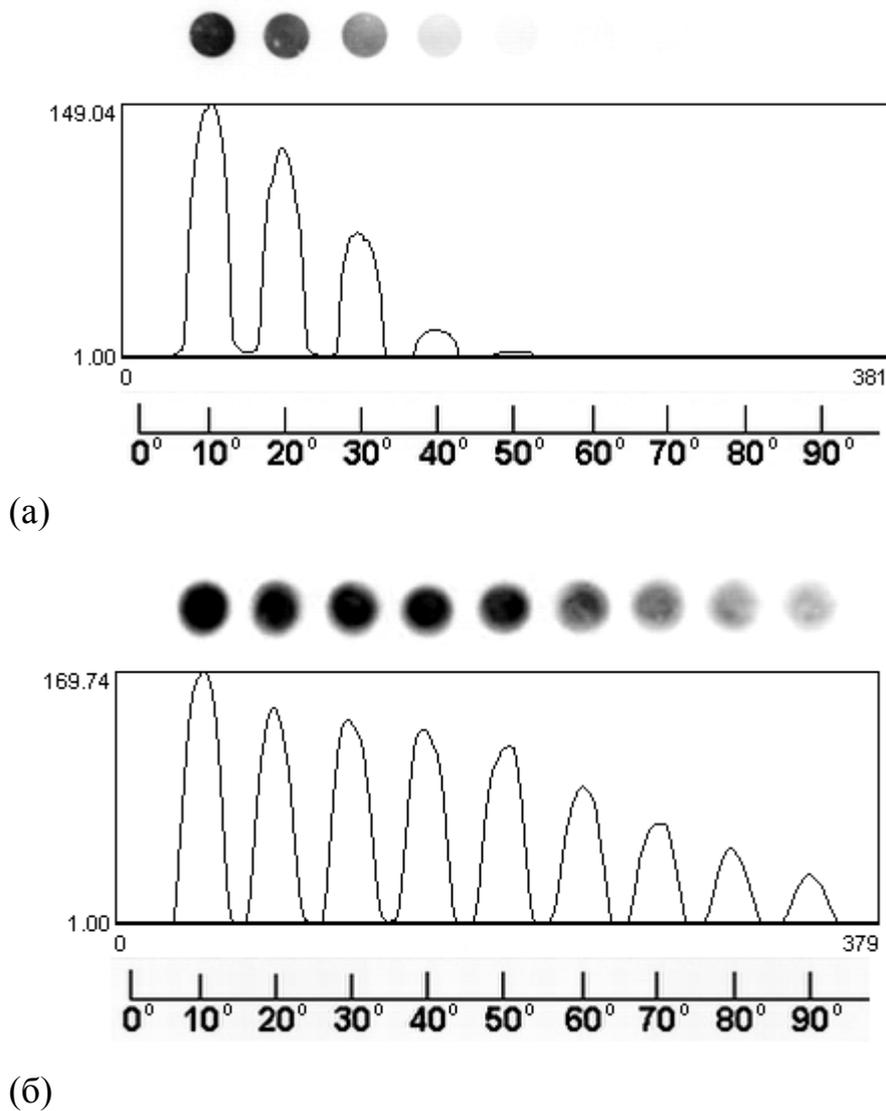


Рис. 4. Результаты исследования рассеянного плазмой излучения на длине волны лазерного излучения  $\lambda_{\omega} = 1,06$  мкм (а) и на длине волны генерируемой в плазме второй гармоники лазерного излучения ( $\lambda_{2\omega} = 0,53$  мкм, (б)).

Используя методику, изложенную в разделе 3, в результате обработки полученных результатов были определены угловые диаграммы рассеяния лазерной плазмы на частоте греющего лазерного излучения и частоте второй гармоники этого излучения, приведенные на Рис. 5.

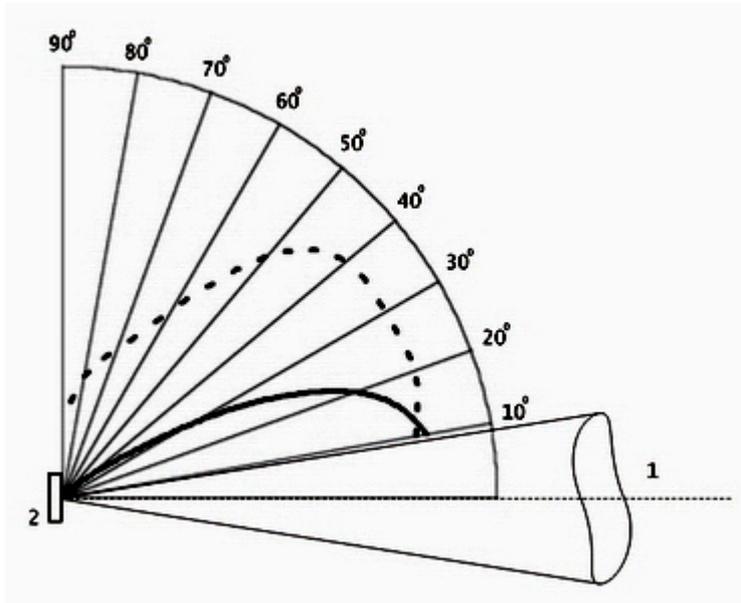


Рис. 5. Угловые диаграммы рассеянного плазмой излучения. 1 – лазерное излучение; 2 – мишень - пластинка из Ве; угол падения излучения на мишень  $\varphi_{\text{Ве}} = 90^\circ$ . Непрерывная кривая соответствует длине волны  $\lambda_\omega = 1,06$  мкм, а прерывистая –  $\lambda_{2\omega} = 0,53$  мкм.

Из Рис. 5 видно, что значительная доля излучения, рассеянного плазмой на основной частоте, сконцентрирована в апертуре греющего лазерного пучка. Тем не менее, угловая диаграмма рассеянного на этой частоте излучения существенно шире. Такое поведение угловой диаграммы рассеяния может быть понято, если учесть, что плазменный факел, образующийся при воздействии греющего лазерного излучения на мишень, трехмерно пространственно неоднороден. Эта неоднородность, как известно [10], приводит к рефракции греющего лазерного пучка, которая, в свою очередь, приводит к уширению угловой диаграммы рассеяния на основной частоте.

Как видно из Рис. 5, рассеяние плазмой излучения на частоте второй гармоники происходит в более широком интервале углов по сравнению с рассеянием на основной частоте. Это уширение углового распределения второй гармоники находится в соответствии с существующими представлениями [11, 12] о генерации второй гармоники в лазерной плазме. Согласно этим представлениям ленгмюровская турбулентность, возникающая в плазме в окрестности точки критической плотности благодаря параметрическому воздействию греющего лазерного излучения, существенно сказывается на генерации второй гармоники излучения, происходящей в этом случае за счет

слияния возбуждаемых греющим излучением ленгмюровских волн либо с друг другом, либо с греющим излучением. Широкий волновой спектр ленгмюровской турбулентности и есть причина возникающего уширения углового распределения второй гармоники.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложен метод и приведена принципиальная оптическая схема системы для исследования рассеяния излучения в широких угловом и спектральном диапазонах. В зависимости от конструкции системы и размещения используемых световодов исследования распределения рассеянного излучения могут проводиться в больших телесных углах, вплоть до  $4\pi$ . Реализованный спектральный диапазон составил  $\Delta\lambda \approx 400 - 1900$  нм.

Важным достоинством метода является расположение двухобъективной системы регистрации вне камеры взаимодействия, что позволяет оперативно варьировать длину волны, коэффициент увеличения и яркость регистрируемого изображения, не нарушая условий эксперимента, а также напрямую переносить информацию на компьютер.

Проведены калибровка системы и оценки значений минимально регистрируемой энергии. Показано, что данный метод, в зависимости от типа регистрирующего элемента и длины волны излучения, позволяет регистрировать распределённую равномерно по площади торца световода энергию рассеянного излучения порядка  $10^{-12}$  Дж.

Предложенный метод был применён в экспериментах по исследованию взаимодействия греющего лазерного излучения с плоскими мишенями. Зарегистрированные угловые диаграммы рассеяния плазмой излучения на основной частоте лазерного излучения и на частоте второй гармоники, генерируемой в плазме, находятся в качественном согласии с существующими представлениями о закономерностях рассеяния плазмой лазерного излучения как в линейном, так и нелинейном режимах.

Работа частично поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант № 07-02-01407).

## ЛИТЕРАТУРА

1. Афанасьев Ю.В., Басов Н.Г., Крохин О.Н. и др. Взаимодействие мощного лазерного излучения с плазмой // Итоги науки и техники, Радиотехника, т. 17, М.: ВИНТИ, 1978.
2. О.Б.Ананьин, Ю.В.Афанасьев, Ю.А.Быковский, О.Н.Крохин. Лазерная плазма. Физика и применения. М.: МИФИ, 2003.
3. Басов Н.Г., Михайлов Ю.А., Склизков Г.В., Федотов С.И. Итоги науки и техники, Радиотехника, т. 25, М.: ВИНТИ, 1984.
4. Басов Н.Г., Захаренков Ю.А., Рупасов А.А., Склизков Г.В., Шиканов А.С. Диагностика плотной плазмы, М.: Наука, 1989.
5. Под редакцией Напартовича А.П., Справочник по лазерной технике, стр. 476 – 494 М.: Энергоатомиздат, 1991.
6. Журба Ю.И., Краткий справочник по фотографическим процессам и материалам, стр. 111 М.: Искусство, 1990.
7. Чибисов К.В., Общая фотография, стр. 433 М.: Искусство, 1984.
8. Васин Б.Л., Малькова С.В., Осипов М.В., Стародуб А.Н. и др., Препринт ФИАН, № 19 М., 2007
9. Fedotov S.I., Feoktistov L.P., Osipov M.V., Starodub A.N. Laser for ICF with controllable function of mutual coherence of radiation. *J. Russian Laser Research*, **25**, 79-92 (2004); Препринт ФИАН, № 35 М., 2002.
10. Я.Л.Альперт. Распространение радиоволн и ионосфера. Изд. АН СССР, М., 1960.
11. О.Н.Крохин, В.В.Пустовалов, А.А.Рупасов, В.П.Силин, Г.В.Склизков, А.Н.Стародуб, В.Т.Тихончук, А.С.Шиканов. Параметрический резонанс и диагностика лазерной плазмы. Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики, 1975, **22**, № 1.
12. Н.Г.Басов, В.Ю.Быченков, О.Н.Крохин, М.В.Осипов, А.А.Рупасов, В.П.Силин, Г.В.Склизков, А.Н.Стародуб, В.Т.Тихончук, А.С.Шиканов. Генерация второй гармоники в лазерной плазме. Квантовая электроника, 1979, **6**, № 9.