

Поглощение и рассеяние лазерного излучения диффузионным пламенем авиационного керосина

С.В.Гвоздев, А.Ф.Глова, В.Ю.Дубровский, С.Т.Дурманов, А.Г.Красюков,
А.Ю.Лысиков, Г.В.Смирнов, В.Б.Соломахин

Проведены измерения коэффициента поглощения излучения импульсно-периодического Nd:YAG-лазера со средней мощностью до 6 Вт и непрерывного волоконного иттербиевого лазера мощностью до 3 кВт диффузионным пламенем авиационного керосина, горящего в атмосферном воздухе на свободной поверхности. Для двух расстояний от оси лазерного пучка до поверхности (1 и 2 см) получены зависимости коэффициента поглощения от длины пламени, мощности и интенсивности излучения, изменяющейся в пределах $\sim 10^3 - 5 \times 10^4$ Вт/см². Проведено сравнение коэффициентов поглощения излучения пламенем керосина и пламенами этилового спирта и смесей керосина со спиртом. Измерены зависимости от продольной и азимутальной координат мощности излучения, рассеянного малым участком пламени керосина при его облучении излучением Nd:YAG-лазера. Приведена оценка полной мощности рассеянного излучения.

Ключевые слова: пламя, лазер, интенсивность излучения, коэффициент поглощения, рассеяние.

1. Введение

Применение излучения лазеров для воспламенения газовых и конденсированных сред и воздействия на пламя представляет научный и практический интерес. Это связано с возможностью исследования условий воспламенения [1–3] и возможностью управления режимами горения [4–6] с помощью локального источника энергии с хорошо известными и регулируемым параметрами, который можно сформировать в любой заданной области исследуемого объекта дистанционным способом.

Процесс взаимодействия с пламенем лазерного излучения с достаточной интенсивностью может быть несогласованным: изменение полной мощности и интенсивности вследствие поглощения, рассеяния и рефракции излучения оказывает влияние на характеристики пламени, изменение которых, в свою очередь, влияет на параметры излучения. Аналогичная обратная связь существует, например, и при взаимодействии лазерного излучения с плазмой оптического разряда в газе [7]. Однако сложный химический и агрегатный состав большинства пламен [8] и сильная зависимость скорости химических реакций от температуры [9] могут привести к проявлению обратной связи в пламени при заметно меньших интенсивностях, чем в случае оптического разряда.

Очевидно, что степень влияния пламени на параметры излучения будет определяться как видом и размерами пламени, так и типом горючего. Этот вопрос, по на-

шему мнению, недостаточно отражен в литературе. Он может возникнуть, например, в том случае, когда лазер используется для дистанционной резки металлических конструкций на аварийной нефтяной или газовой скважине [10]. Проведение каких-либо количественных измерений в этих условиях не представляется возможным, и единственным способом получения необходимой информации являются модельные лабораторные эксперименты. Выбор горючего в данных экспериментах не является однозначным, т.к. исходный химический состав горящей при аварии на скважине смеси из-за множества сопутствующих продуктов, как правило, неизвестен. Некоторым приближением для состава такой горящей смеси в ряде случаев может служить углеводородное пламя авиационного керосина.

Целью данной работы является экспериментальное исследование поглощения и рассеяния лазерного излучения с длиной волны $\lambda \approx 1$ мкм диффузионным пламенем авиационного керосина, горящего в атмосферном воздухе на свободной поверхности, и сравнение коэффициента поглощения этого излучения с таковыми для пламен этилового спирта и смесей керосина со спиртом.

2. Экспериментальная установка и методики измерений

Схема установки приведена на рис.1. Излучение импульсно-периодического (ИП) Nd:YAG-лазера ($\lambda = 1.06$ мкм, длительность импульса на полувысоте $\tau = 130$ мкс, частота следования импульсов $f = 1 - 50$ Гц, максимальная энергия в импульсе 0.5 Дж) или непрерывного волоконного иттербиевого лазера ($\lambda = 1.07$ мкм, максимальная мощность 4 кВт) I с помощью коллиматора, состоящего из линз 2 и 3, формируется в практически параллельный на длине области пламени 4 лазерный пучок. Диаметр пучка d при соответствующей настройке коллиматора может изменяться. Он принимался равным размеру «отпечатка» пучка на поверхности материала с низким коэффициентом

С.В.Гвоздев, А.Ф.Глова, В.Ю.Дубровский, С.Т.Дурманов, А.Г.Красюков, А.Ю.Лысиков, Г.В.Смирнов. ФГУП «ГНЦ РФ – Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований», Россия, Московская обл., 142190 Троицк, ул. Пушкиных, влад. 12; e-mail: afglova@triniti.ru

В.Б.Соломахин. ООО «Газпром газобезопасность», Россия, 119311 Москва, ул. Строителей, 8, корп.1, а/я 128

Поступила в редакцию 23 декабря 2011 г., после доработки – 14 февраля 2012 г.

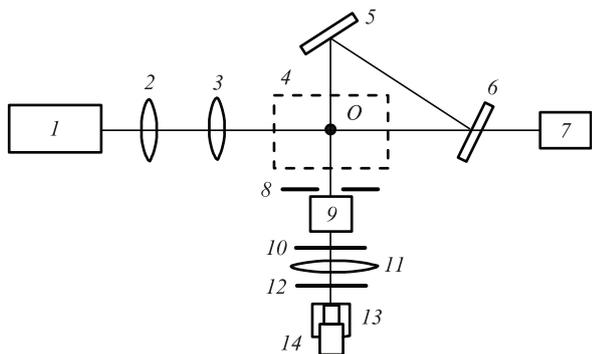


Рис.1. Схема установки:

1 – непрерывный волоконный или ИП Nd:YAG-лазер; 2, 3 – линзы коллиматора; 4 – область пламени; 5, 6 – пластины, ослабляющие излучение; 7, 9 – приемники излучения; 8 – диафрагма; 10 – набор нейтральных светофильтров; 11 – формирующая линза; 12 – ИК светофильтр; 13 – бленда; 14 – фотодиод.

том теплопроводности при кратковременном включении лазеров или размеру отверстия, прожигаемого излучением в тефлоновой пленке, что давало близкие значения. Измеритель мощности 7 (модель Nova, погрешность измерения $\pm 5\%$) служит для измерения мощности излучения в отсутствие пламени и при его наличии, что позволяет определять уменьшение мощности при распространении излучения сквозь пламя. Мощность рассеянного излучения измеряется фотодиодом 14 (ФД-21 КП), установленным вместе с группой элементов 8–13 на оптической скамье, имеющей ось вращения O . Расположенные на скамье элементы 9, 10, а также пластина 6 используются при калибровке фотодиода и при измерениях убираются из схемы. Диафрагма 8 диаметром 4 мм применяется для выделения излучения, рассеянного малым участком пламени. Поворот скамьи вокруг оси O позволяет измерять мощность этого излучения в зависимости от угла рассеяния, а перемещение кюветы с пламенем вдоль оси пучка при фиксированном угле – измерять мощность излучения, рассеянного разными участками пламени. Привязка центра выделенного участка к центру диафрагмы 8 при повороте скамьи осуществлялась за счет смещения кюветы с пламенем, а изменение видимой длины участка при повороте учитывалось с помощью геометрического фактора, рассчитанного для известных размеров установки.

Пламя инициировалось при поджигании на воздухе паров горючей жидкости, заполняющей кювету из трех одинаковых секций длиной 50 мм вдоль пучка и шириной 20 мм, разделенных стенками толщиной 2 мм. Длина пламени вдоль оптической оси изменяется за счет изменения числа секций с горячей жидкостью. Использовались пламена авиационного керосина марки ТС-1, этилового спирта и смесей керосина со спиртом. Спокойное пламя горящего в одной секции керосина имеет вид, аналогичный виду диффузионного углеводородного пламени бунзеновой горелки [8]: четко очерченный внутренний конус светло-синего цвета высотой ~ 1.5 см окружен желтой диффузной областью, которая по мере увеличения высоты (~ 10 см) переходит в область интенсивного образования сажи. Все измерения проводились со спокойным пламенем. Его стабилизация достигалась благодаря защитным стенкам с окнами для ввода-вывода излучения, окружающим пламя с четырех боковых сторон и не препятствующим поступлению воздуха в область горения.

3. Результаты и их обсуждение

3.1. Рассеяние излучения

Измерения мощности рассеянного пламенем излучения проводились при его распространении в желтой части пламени керосина длиной $l = 4.5$ см при расстоянии от оси пучка до среза кюветы $h = 2$ см. В качестве источника излучения использовался ИП Nd:YAG-лазер с частотой следования импульсов $f = 15$ Гц; диаметр лазерного пучка $d = 5.5$ мм. Средняя мощность излучения на входе в пламя, импульсная входная мощность и интенсивность были фиксированы и составляли соответственно $\langle P_{in} \rangle = 2.5$ Вт, $P_{in}^p = \langle P_{in} \rangle / (f\tau) = 1280$ Вт и $I_{in}^p = P_{in}^p / S \approx 4 \times 10^3$ Вт/см² (здесь $S = \pi d^2 / 4$).

При данных значениях интенсивности и расстояния h взаимодействие излучения с пламенем сопровождается свечением трассы пучка и появлением характерного звука на частоте следования импульсов. Это может быть связано с дополнительным нагревом и интенсивным сгоранием в поле лазерного излучения частиц, находящихся в этой части пламени. Независимо от их природы и механизма образования [5], основное рассеяние пламенем лазерного излучения происходит на этих частицах.

На рис.2 приведены зависимости мощности W выделяемого апертурой линзы 11 рассеянного излучения, измеренной с погрешностью $\pm 15\%$, от смещения X переднего фронта пламени относительно центра диафрагмы 8 навстречу пучку и от угла рассеяния φ . При этом $X = 0$ соответствует началу пламени, т.е. его переднему фронту, $\varphi = 90^\circ$ – взаимно перпендикулярной ориентации осей скамьи с фотодиодом и лазерного пучка, а $\varphi = 70^\circ$ и 110° отвечают соответственно повороту на 20° оси скамьи навстречу пучку и в обратном направлении. Аналогичные зависимости получены и для других значений φ , которые на рис.2 не приведены. Из рис.2 видно, что рассеяние является анизотропным. Качественно можно объяснить лишь уменьшение мощности рассеянного излучения по сравнению с мощностью излучения, рассеянного на переднем фронте пламени, происходящее по мере увеличения X для всех углов φ из-за поглощения излучения при распространении сквозь пламя. Для объяснения остальных особенностей рассеяния необходимы численные расчеты с учетом сведений о сорте, плотности и распределении частиц по размеру, а также о скорости изменения их размера при горении [11].

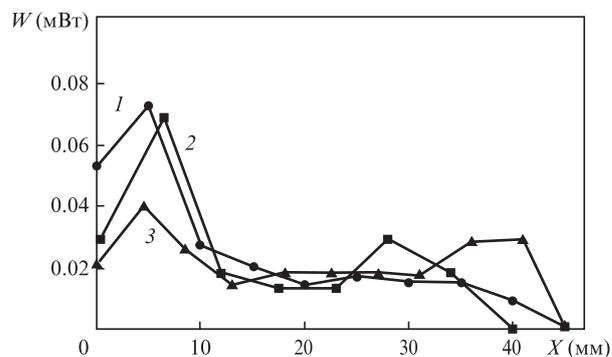


Рис.2. Зависимости мощности W выделяемого апертурой линзы 11 рассеянного пламенем керосина излучения от смещения X при угле рассеяния $\varphi = 90^\circ$ (1), 70° (2) и 110° (3), $\langle P_{in} \rangle = 2.5$ Вт, $f = 15$ Гц, $d = 5.5$ мм, $h = 2$ см, $l = 4.5$ см.

Воспользуемся приведенными на рис.2 результатами для оценки полной мощности рассеянного излучения. Будем считать рассеяние изотропным и одинаковым для всех участков пламени с длиной $x = 5$ мм при $\varphi = 90^\circ$, формируемой диафрагмой δ . Для полной мощности рассеянного излучения W_Σ и ее доли δ по отношению к P_{in}^p имеем $W_\Sigma = W_1 N(4\pi/\Omega) = 3$ Вт и $\delta = W_\Sigma/P_{in}^p = 0.23\%$, где $W_1 = 0.022$ мВт – полученная из рис.2 средняя мощность излучения, рассеянного каждым участком длиной x ; $N = l/x$ – число участков; $\Omega = 8.3 \times 10^{-4}$ ср – телесный угол, под которым линза ll (апертура 2 см, расстояние от линзы до пламени 61.5 см) видна из центра участка. Отметим, что приведенные оценки для W_Σ и δ являются оценками сверху, т. к. не учитывают увеличения спектральной энергетической яркости пламени на $\lambda = 1$ мкм из-за увеличения температуры при нагреве частиц лазерным излучением. С учетом паспортных данных используемого фотодиода можно показать [12], что увеличение температуры пламени керосина от типичного при горении на воздухе значения $\sim 900^\circ\text{C}$ до, например, 1500°C , приведет к увеличению сигнала фотодиода примерно на 30%, не связанному с рассеянием излучения.

3.2. Поглощение излучения

Уменьшение средней мощности излучения ИП лазера на выходе из пламени $\langle P_{out} \rangle$, вызванное поглощением и рассеянием излучения, можно описать выражением $\langle P_{out} \rangle = \langle P_{in} \rangle (1 - R) \exp(-\alpha l)$, где R – эффективная доля рассеянного излучения, а α – средний по длине пламени l коэффициент поглощения. Полагая $R \approx \delta$, с учетом полученной оценки $\delta = 0.23\%$ считаем $R \approx 0$, и для среднего коэффициента поглощения излучения ИП лазера имеем выражение $\alpha = -(1/l) \ln(\langle P_{out} \rangle / \langle P_{in} \rangle)$. Величину R для излучения непрерывного лазера также будем считать примерно равной δ , и для коэффициента поглощения излучения после замены $\langle P_{in} \rangle$ на P_{in} и $\langle P_{out} \rangle$ на P_{out} получаем аналогичное выражение, где P_{in} и P_{out} – соответственно мощности входного и выходного непрерывного излучения.

В данном разделе представлены результаты измерений α по приведенной выше формуле в зависимости от параметров пламени и лазерного излучения. Все измерения проводились для центральной по поперечной координате части пламени. Погрешность измерений составляла $\pm 10\%$. В процессе измерений не было обнаружено заметного изменения исходного диаметра пучка при его распространении сквозь пламя. Это позволяет не учитывать влияние рефракции излучения на интенсивность.

В табл.1 приведены коэффициенты поглощения α в зависимости от l , h и $\langle P_{in} \rangle$ при облучении пламени керосина излучением ИП Nd:YAG-лазера. Интенсивность излучения на входе в пламя I_{in}^p примерно одинакова для всех режимов облучения и составляет $(2 - 5) \times 10^3$ Вт/см². Зависимость α от l при данном h сохраняется и для других

значений длины, и в табл.1 приведены значения α только для двух примерно одинаковых длин и двух h . Изменение входной мощности достигалось путем изменения частоты следования импульсов при фиксированной мощности накачки. В заголовке табл.1 в скобках указаны соответствующие данной мощности $\langle P_{in} \rangle$ значения f и d .

Представленные в табл.1 результаты имеют три основные особенности. Во-первых, коэффициент поглощения не зависит от входной мощности. Это связано с конвективным движением среды и продуктов ее взаимодействия с излучением, вследствие чего в интервале между импульсами на размере d происходит полное обновление среды, и последующий импульс излучения взаимодействует с той же средой, что и предшествующий. Действительно, при характерной скорости движения среды $v \sim 1$ м/с [9] время ее обновления при $d \sim 5$ мм составляет $d/v \sim 5$ мс, что намного меньше даже минимального интервала между импульсами, равного $\sim 1/f = 20$ мс для $f = 50$ Гц. Во-вторых, коэффициент поглощения зависит от длины пламени, и при ее увеличении в синей части пламени ($h = 1$ см) он растет, а в желтой части ($h = 2$ см) имеет тенденцию к уменьшению. В-третьих, при одинаковой длине коэффициент поглощения в синей области пламени меньше, чем в желтой. Последние две особенности можно связать с изменением состава пламени в зависимости от высоты.

В синей части взаимодействие излучения из-за малой концентрации твердых частиц происходит в основном с газообразной средой. Вызванными взаимодействием с частицами потерями мощности излучения, за исключением потерь в узкой зоне искривленного фронта пламени [9, 11], здесь можно пренебречь, и если в спектрах поглощения нет сильных полос поглощения на $\lambda = 1.06$ мкм, то и коэффициент поглощения будет меньше, чем в желтой части. Уменьшение α в желтой части пламени при увеличении его длины связано с поглощением излучения газообразными продуктами горения частиц. В самом деле, по мере ослабления излучения с увеличением длины скорости дополнительная наработка продуктов при нагреве частиц под действием излучения уменьшается, поэтому и средний по длине коэффициент поглощения становится меньше. Для интерпретации эффекта увеличения α с ростом длины в синей части пламени предположим, что при поляризации молекул в поле лазерного излучения происходит их объединение в кластеры, у которых могут быть полосы поглощения, соответствующие длине волны излучения. А поскольку общее число кластеров при увеличении длины возрастает и их структура из-за уменьшения поля излучения изменяется, то и α может измениться, в том числе и увеличиться.

Помимо интенсификации процессов горения при нагреве частиц, действие лазерного излучения может привести и к диссоциации газообразных продуктов горения. Полагая, что у продуктов диссоциации полосы поглоще-

Табл.1. Коэффициенты поглощения α (см⁻¹) при облучении пламени керосина излучением ИП Nd:YAG-лазера и $I_{in}^p \approx (2 - 5) \times 10^3$ Вт/см².

h (см)	l (см)	$\langle P_{in} \rangle$ (Вт) (f (Гц); d (мм))			
		0.6 (5; 5.5)	2.4 (15; 5.5)	3.8 (25; 6.3)	6.2 (50; 7.5)
1	3.5–4	0.015	–	0.015	0.015
	11	0.029	–	0.026	0.026
2	2.5–3	0.064	0.066	–	0.062
	9–11	0.054	0.053	–	0.051

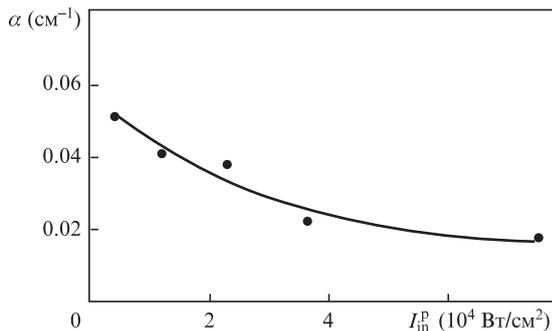


Рис.3. Зависимость α от I_{in}^p для пламени керосина при $\langle P_{in} \rangle = 2.7$ Вт, $f = 15$ Гц, $h = 2$ см, $l \approx 9$ см.

ния излучения менее интенсивны, чем у исходных продуктов горения, а у некоторых из них и вовсе отсутствуют, можно ожидать уменьшения α при увеличении I_{in}^p , т.к. при увеличении I_{in}^p степень диссоциации возрастает. Это предположение соответствует результатам измерений, представленным на рис.3.

Проанализировав приведенные в табл.1 и на рис.3 результаты, отметим, что более аргументированную интерпретацию зависимостей α от l , h и I_{in}^p можно было бы дать с помощью спектров поглощения пламени керосина в ближней ИК области, но нам не удалось найти их в литературе.

Сравним результаты измерений α для излучения ИП Nd:YAG-лазера при $h = 2$ см с результатами для непрерывного волоконного лазера при таком же значении h для пламени керосина, представленными в табл.2. При проведении измерений с этим лазером максимальные значения интенсивности излучения на входе в пламя I_{in} были близки к I_{in}^p и примерно соответствовали типичным при дистанционной резке металлов непрерывным лазерным излучением [13, 14]. Из табл.2 видно, что коэффициент поглощения излучения непрерывного лазера, как и в случае ИП лазера, с ростом длины пламени уменьшается, однако при близких для этих лазеров значениях интенсивности ($I_{in} \sim I_{in}^p \sim 10^3$ Вт/см²) и длины, он заметно больше, чем для ИП лазера. Увеличение α для излучения непрерывного лазера происходит из-за того, что средняя температура нагретых в пламени частиц при дополнительном нагреве непрерывным излучением будет больше, чем при нагреве ИП излучением. В результате увеличится и концентрация поглощающих излучение продуктов горения, что приводит к возрастанию α . Увеличением концентрации продуктов горения с ростом температуры можно объяснить и увеличение α при возрастании I_{in} в условиях постоянных входной мощности и длины пламени, когда

Табл.2. Коэффициенты поглощения α (см⁻¹) при облучении пламени керосина излучением непрерывного волоконного лазера ($h = 2$ см).

P_{in} (Вт)	d (мм)	I_{in} (Вт/см ²)	l (см)		
			3.5	8	13
100	3	1.4×10^3	–	0.117	0.078
	8	1.9×10^2	0.114	0.074	0.07
950	8	1.8×10^3	0.23	0.132	0.121
	15	5.5×10^2	0.145	0.13	0.116
3000	15	1.7×10^3	–	0.32	0.24

интенсивность увеличивалась за счет уменьшения диаметра пучка (см. строки для $P_{in} = 100$ и 950 Вт в табл.2). Отметим, что увеличение α при возрастании I_{in} в исследованном диапазоне изменения I_{in} для непрерывного лазера прямо противоположно показанному на рис.3 уменьшению α с ростом I_{in}^p для ИП лазера. Причиной этого является преобладание увеличения поглощения при возрастании концентрации продуктов горения над уменьшением поглощения из-за их диссоциации при небольшой ($\sim 10^3$ Вт/см²) максимальной интенсивности непрерывного излучения.

Следует отметить также возрастание α с ростом P_{in} при фиксированной длине l пламени и почти постоянной интенсивности $I_{in} \approx 10^3$ Вт/см². Этот эффект связан, вероятно, с тем, что расположенный над поверхностью горячей жидкости источник тепла, образованный выделяемой в пламени мощностью излучения, оказывает влияние на скорость испарения жидкости тем больше, чем больше его мощность. В результате возрастает и концентрация образующихся затем частиц, что приводит к увеличению коэффициента поглощения.

Сравним далее результаты измерений коэффициента поглощения для пламени керосина и пламени этилового спирта и смесей керосина со спиртом. Переход к данным пламенам был обусловлен стремлением изменить исходный состав горячей смеси, пламя которой взаимодействует с интенсивным лазерным излучением. Измерения для смесей проводились в течение первых 30 с после инициирования пламени в кювете. Это связано с выгоранием спирта в смеси, имеющего по сравнению с керосином заметно меньшую температуру испарения. Коэффициент поглощения излучения пламенем смесей измерялся для излучения ИП Nd:YAG-лазера, а пламенем спирта – для излучения ИП Nd:YAG-лазера и непрерывного волоконного лазера.

Результаты измерений приведены в табл.3. Видно, что коэффициент поглощения для пламени спирта не зависит от режима работы лазера и интенсивности излучения. Это связано с отсутствием в пламени твердых нагретых частиц, о чем свидетельствует синий цвет пламени на всем его протяжении. Коэффициент поглощения излучения пламенем спирта заметно меньше, чем пламенем керосина, и определяется одним из продуктов горения, а именно парами воды [15]. По мере уменьшения концентрации спирта коэффициент поглощения увеличивается. Одновременно изменяется и внешний вид пламени: возникающая желтая область с нагретыми частицами, обуславливающими основное поглощение излучения, проявляется все отчетливее.

Табл.3. Коэффициенты поглощения при облучении пламени спирта в смеси с керосином излучением ИП Nd:YAG-лазера при $\langle P_{in} \rangle = 2.8$ Вт, $f = 15$ Гц, $d = 2$ мм, $\langle I_{in}^p \rangle = 4.6 \times 10^4$ Вт/см², $h = 2$ см, $l = 13$ см.

α (см ⁻¹)	Концентрация спирта (%)
0.026	0
0.015	20
0.0072	50
0.0036	80
0.0014 (0.0016)	100

Примечание. В скобках дано значение α для излучения непрерывного волоконного лазера при $P_{in} = 970$ Вт, $d = 8$ мм, $I_{in} = 1.8 \times 10^3$ Вт/см², $h = 2$ см, $l = 13$ см.

4. Заключение

Выполненные нами измерения показали, что доля лазерного излучения с $\lambda = 1$ мкм, рассеянного диффузионным пламенем авиационного керосина, невелика и составляет доли процента. Коэффициент поглощения излучения этим пламенем зависит от длины пламени, интенсивности излучения, режима работы лазера и области пламени, в которой распространяется излучение. Поглощение пламенем излучения с интенсивностью $10^3 - 10^4$ Вт/см² зависит от типа горючего и может изменяться в широких пределах. Полученные результаты могут служить ориентиром для выбора параметров излучения и места дислокации мощной лазерной установки при ее работе на аварийной нефтяной или газовой скважине.

Работа выполнена при поддержке ООО «Газпром газобезопасность».

1. Воронцов С.С., Зудов В.Н., Третьяков П.К., Тупикин А.В. *Теплофизика и аэромеханика*, **13**, 667 (2006).
2. Казанцев С.Ю., Кононов И.Г., Косый И.А., Тарасова Н.М., Фирсов К.Н. *Физика плазмы*, **35**, 281 (2009).
3. Высокоморная О.В., Кузнецов Г.В., Стрижак П.А. *Тепловые процессы в технике*, **3**, 113 (2011).
4. Козлов Г.И., Кузнецов В.А., Сокуренок А.Д. *Письма в ЖТФ*, **16**, 55 (1990).
5. Ли Ч.Б., Ли В., О К.Ч., Шин Х.Д., Ён Д.-К. *Физика горения и взрыва*, **42**, 74 (2006).
6. Воронцов С.С., Третьяков П.К., Тупикин А.В. *Химическая физика*, **29**, 53 (2010).
7. Райзер Ю.П. *Физика газового разряда* (М.: Наука, 1987).
8. Гейдон А. *Спектроскопия пламен* (М.: ИЛ, 1959).
9. Франк-Каменецкий Д.А. *Диффузия и теплопередача в химической кинетике* (М.: Наука, 1987).
10. Блохин О.А., Востриков В.Г., Гаврилюк В.Д. и др. *Химическое и нефтегазовое машиностроение*, №5, 52 (2001).
11. Хитрин А.Н. *Физика горения и взрыва* (М.: изд-во МГУ, 1957).
12. Лебедева В.В. *Техника оптической спектроскопии* (М.: изд-во МГУ, 1977).
13. Лиханский В.В., Лобойко А.И., Антонова Г.Ф., Красюков А.Г., Саяпин В.П. *Квантовая электроника*, **26**, 139 (1999).
14. Антонова Г.Ф., Гладуш Г.Г., Красюков А.Г., Косырев Ф.К., Родионов Н.Б. *ТВТ*, **38**, 501 (2000).
15. Межерис Р. *Лазерное дистанционное зондирование* (М.: Мир, 1987).