

УДК 533.9.07

ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗМОЖНОСТИ ОБРАЗОВАНИЯ СИНГЛЕТНОГО КИСЛОРОДА ПОД ВОЗДЕЙСТВИЕМ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ МОДЕЛИРОВАНИИ ПРОЦЕССА ВОССТАНОВЛЕНИЯ ОЗОНОвого СЛОЯ В АТМОСФЕРЕ

Ю. А. Епишкин, Г. С. Мишин, В. П. Пугачев, Ю. А. Соколов, В. А. Сухнев
ЦНИИМашиностроения, Королев, Россия

Н. В. Кравцов, Н. И. Наумкин, В. В. Фирсов
НИИ ядерной физики МГУ им. М. В. Ломоносова, Москва, Россия

На основе разработанной методики моделирования процессов [1], происходящих при взаимодействии с кислородом воздуха лазерного излучения длиной волны 760–768 нм, определены образующиеся при этом линии синглетного кислорода.

В работе [1] изложена методика и дано описание аппаратуры для экспериментального моделирования процессов, происходящих при взаимодействии лазерного излучения в диапазоне длин волн от 760 до 768 нм с кислородом воздуха с целью уточнения способа активного восстановления озонового слоя [2].

В настоящей работе такие исследования были продолжены с целью определения характера излучения, выходящего из активной зоны устройства [1], в котором происходил процесс взаимодействия лазерного излучения с воздушной средой при использовании спектрометрического комплекса “Кварц-ВД”, состоящего из фотоголовки со спектральным диапазоном от 420 до 780 нм, блока обработки сигналов и пульта управления. Прибор предназначен для работы в нормальных условиях. Его устанавливали вне барокамеры, где размещалось лазерное устройство [1], и излучение из этого устройства попадало в фотоголовку через кварцевый иллюминатор в барокамере с близким к единице коэффициентом пропускания.

В использованном комплексе в качестве диспергирующих элементов применялись акустооптические фильтры. Световой поток от исследуемого объема через входной объектив направлялся на призму, через которую на вход акустооптического преобразователя поступало линейно поляризованное излучение. В преобразователе происходил процесс фонон-фотонного взаимодействия, и выходящий из него в обратном направлении световой поток в узком диапазоне длин волн приобретал поляризацию, ортогональную исходной. Выходной световой поток, попав в призму, отражался под углом 90° в поляризатор, состоящий из двух призм, плоскость поляризации которого совпадала с плоскостью поляризации поступающего на него полезного сигнала.

Прошедший через поляризатор отфильтрованный световой поток отражался и через линзу направлялся на вход фотоэлектронного умножителя. Результаты измерений через плату интерфейса передавались в компьютер, где высвечивались на мониторе и поступали в запоминающее устройство. Полученные экспериментальные зависимости выводились на печать.

Техническая характеристики спектрометра “Кварц-ВД”

Погрешность определения длины волны, нм, не более	0,28
Спектральное разрешение, нм, не хуже	0,47
Динамический диапазон измерения, дБ, не менее	30
Время измерения в режиме обзор — спектр, с	5
Чувствительность, мВт/(ср · см ² · нм), не хуже	6 · 10 ⁻⁵
Время установления рабочего режима, мин, не более	30
Время непрерывной работы, ч, не менее	8
Потребляемая мощность, Вт, не более	100

В первом цикле экспериментальных исследований измерялись профили излучения лазерного диода. Для этого излучение, выходящее из отверстия в зеркале, отражалось от полированной серебряной пластинки под углом 45° в направлении приемника излучения "Кварц-ВД".

Поскольку интенсивность излучения была намного выше пороговой, перед входной линзой спектрометра располагалась диафрагма с отверстием диаметром $\sim 0,2$ мм. В связи с этим интенсивность лазерного излучения, зафиксированная спектрометром, была в $\sim 10^2$ раз ниже интенсивности излучения лазерного диода.

В качестве примера на рис. 1, а приведены зависимости интенсивности лазерного излучения от длины волны при различных значениях температуры лазерного диода $T_{\text{л.д.}}$. Измерение интенсивности позволило получить дополнительную по сравнению с приведенной в работе [1] информацию, необходимую при анализе экспериментальных данных. Зависимости интенсивности излучения лазерного диода от длины волны в диапазоне температур $14\text{--}34^\circ\text{C}$ (через 1°C) имеют многопиковый характер. Количество пиков изменяется от двух до пяти. Этот характер зависимостей обусловлен особенностями использованного диода.

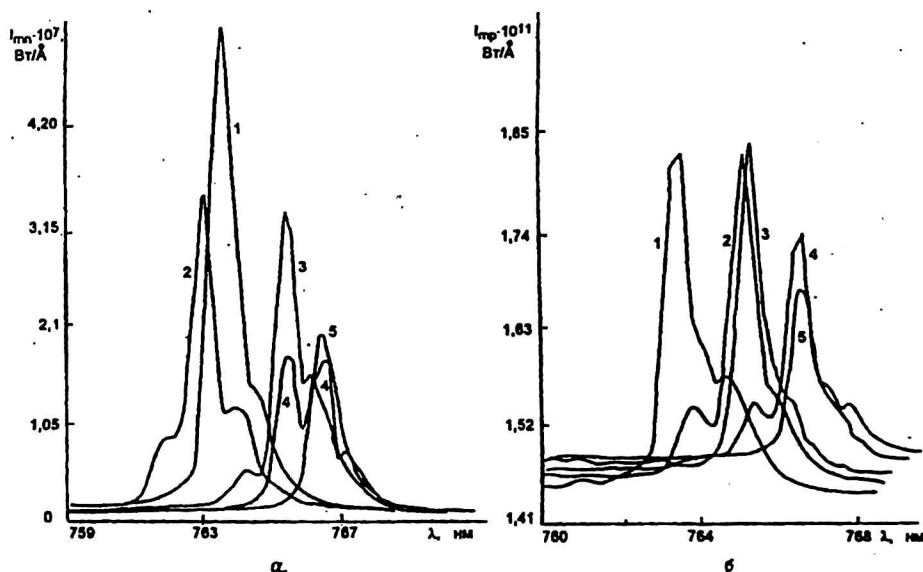


Рис. 1. Интенсивность прямого (а) и рассеянного (б) лазерного излучения в зависимости от длины волны для различных значений температуры лазерного диода $T_{\text{л.д.}}$:
1 — 20°C ; 2 — 23°C ; 3 — 26°C ; 4 — 29°C ; 5 — 33°C

На основе полученных зависимостей были получены значения λ_m , соответствующие максимальному значению интенсивности всех пиков для каждого значения $T_{\text{л.д.}}$. Они приведены на рис. 2 светлыми значками в зависимости от величины $T_{\text{л.д.}}$. Максимальные значения интенсивности каждого пика I_m приведены светлыми значками на рис. 3.

Полученные результаты показывают, что величины λ_m образуют несколько слабо зависящих от $T_{\text{л.д.}}$ кривых. Отсутствие точек на рис. 2 означает отсутствие пиков при соответствующих значениях $T_{\text{л.д.}}$. Из данных, приведенных на рис. 3, следует, что величины I_m , для каждой кривой, содержащие близкие значения λ_m , сильно зависят от $T_{\text{л.д.}}$. Для каждого пика при изменении $T_{\text{л.д.}}$ величина I_m возрастает, проходит через максимум и затем убывает вплоть до исчезновения пика.

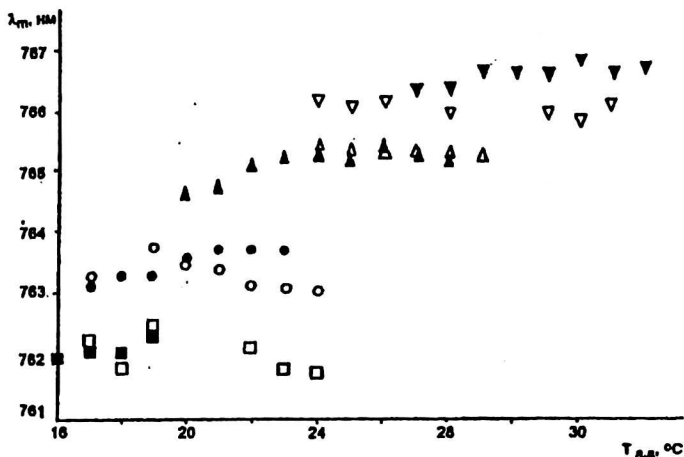


Рис. 2. Значения длин волн, соответствующие максимальному значению интенсивности пиков прямого (светлые значки) и рассеянного воздухом (темные значки) лазерного излучения в зависимости от температуры лазерного диода $T_{л.д.}$

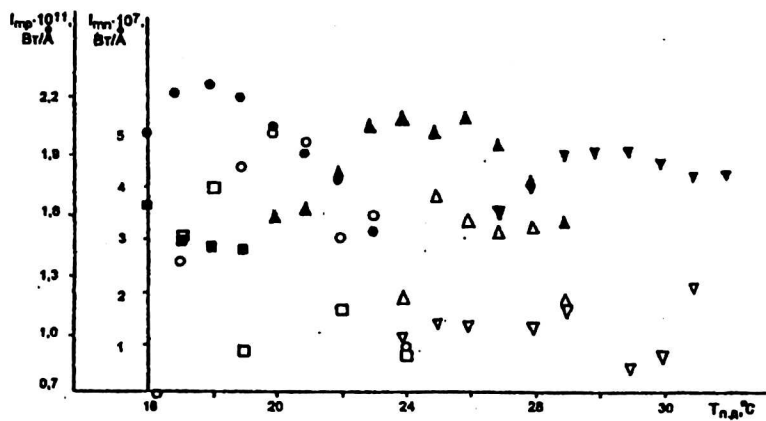


Рис. 3. Максимальные значения интенсивности пиков прямого $T_{мр}$ (светлые значки) и рассеянного воздухом $T_{пр}$ (темные значки) лазерного излучения в зависимости от температуры диода $T_{л.д.}$

Некоторые колебания положения максимума пика в пределах каждой кривой могут быть обусловлены как особенностями работы лазерного диода, так и экспериментальными погрешностями, к которым относятся погрешность определения $T_{л.д.}$ и погрешность в определении формы пика с помощью спектрометра. Из приведенных на рис. 3 данных следует также, что в принципе процесс роста или убывания I_m мог сопровождаться появлением локальных экстремумов. Следует отметить, что максимальное значение I_m в ее зависимости от $T_{л.д.}$ убывает с ростом $T_{л.д.}$, что связано с падением мощности лазерного диода.

В следующем цикле экспериментальных исследований определялись зависимости интенсивности излучения, выходящего из зоны лазерного устройства [1] от длины волны. Направление зондирования было перпендикулярно оси отражающих зеркал и проходило через центр зоны излучения на равных расстояниях от зеркал. Результаты измерений, проведенных с помощью того же спектрометра, получены в виде зависимо-

сти интенсивности излучения из исследуемой зоны, от длины волны для $T_{\text{л.д.}} = 14\text{--}34\text{ }^\circ\text{C}$. В качестве примера эти зависимости приведены на рис. 1, б для тех же значений $T_{\text{л.д.}}$, что и на рис. 1, а. Видно, что как и в предыдущем случае наблюдаются многопиковые структуры. Зависимости λ_m и I_m от $T_{\text{л.д.}}$ для второго цикла исследований приведены темными значками на рис. 2 и 3. Как и в предыдущем цикле исследований, имеет место "расслоение" пиков, т. е. существует несколько непересекающихся зависимостей λ_m от $T_{\text{л.д.}}$. Сравнение данных, приведенных на рис. 2, показывает, что они близки. Это означает, что излучение, выходящее из исследуемой зоны, является практически рассеянным лазерным излучением. Его интенсивность в $\sim 10^4$ раз ниже, чем интенсивность прямого излучения лазерного диода. При этом ослабление интенсивности пиков первичного лазерного излучения происходит по разному. За счет этого величины λ_m для обоих циклов исследований при одинаковых значениях $T_{\text{л.д.}}$ могли несколько отличаться друг от друга. Тот факт, что излучение из исследуемой зоны является рассеянным лазерным излучением, подтверждается также похожей формой зависимостей I_m от $T_{\text{л.д.}}$, приведенных на рис. 3 светлыми и темными значками.

Несмотря на то, что интенсивность рассеянного лазерного излучения была на четыре порядка ниже интенсивности прямого излучения лазерного диода, она оказалась достаточно высокой и не позволила четко зафиксировать излучение синглетного кислорода. Для устранения этого препятствия был проведен третий цикл экспериментальных исследований.

В этом цикле исследовалось излучение, выходящее из объемов, расположенных как ниже, так и выше исследуемой зоны. Приемное устройство спектрометра располагалось на координатнике, позволяющем перемещать это устройство в направлении, перпендикулярном заполненной излучением зоне, и расположенном на равных расстояниях от зеркал лазерного устройства [1] (ось ОУ). Лазерный диод работал в диапазоне значений температур, обеспечивающих максимальный коэффициент поглощения К лазерного излучения в воздухе [1]. С помощью спектрометра определялись зависимости интенсивности излучения от длины волны при $T_{\text{л.д.}} = 20\text{ }^\circ\text{C}$ для различных значений y , отсчитываемых от центральной плоскости зоны, заполненной излучением лазерного диода. Значения y , лежащие выше этой плоскости, принимались положительными, а лежащие ниже этой плоскости — отрицательными. В качестве примера на рис. 4 приведены зависимости интенсивности излучения от длины волны для нескольких значений y . Зависимости интенсивности излучения от длины волны при всех значениях y так же имеют многопиковый характер. Как и в предыдущих циклах исследований, определялись значения λ_m и I_m для каждого пика. Эти значения приведены светлыми значками на рис. 5 и 6 в зависимости от y . Видно, что для всех пиков величины λ_m не зависят от y . Данные, приведенные на рис. 6, показывают, что максимальное значение I_m источников излучения с $\lambda_m = 760,25$ и 764 нм в пределах точности эксперимента от величины y зависят слабо. В то же время, при $\lambda_m = 761,5$ и $762,7$ нм наблюдаются пульсации значений I_m при изменении y . Так при $y < 0$ расстояние между соседними экстремумами равно ~ 3 мм, а при $y > 0$ эти расстояния увеличиваются до $6\text{--}8$ мм. Относительно среднего значения колебания I_m составляют $8\text{--}10\%$.

Согласно приведенным выше данным, при $T_{\text{л.д.}} = 20\text{ }^\circ\text{C}$ значения λ_m при измерениях профилей прямого лазерного излучения равны $763,4$ и $764,4$ нм. Значения λ_m для того же значения, выходящего из заполненной лазерным излучением зоны, равны $761,2$, $763,65$ и $764,73$ нм. Сравнение этих данных с результатами, полученными в третьем цикле экспериментов, позволяет заключить, что имеющиеся в третьем цикле точки при $\lambda_m = 761,5$ и $\lambda_m = 762,7$ нм обусловлены рассеянным излучением, выходящим из зоны, заполненной излучением лазерного диода. Как следует из описания лазерного устройства [1], эта зона состоит из лазерных лучей, разделенных промежутками, имеющими в плане треугольную форму. Далее для сокращения называем это устройство

“решеткой”. Изменение относительно него положения приемного устройства, ось которого параллельна плоскости “решетки”, приводит к тому, что изменение максимального значения интенсивности I_m , имеет колебательный характер. На амплитуду колебаний и расстояние между экстремумами оказывает влияние погрешность, в перпендикулярности оси, по которой движется спектрометр, плоскости “решетки”. Так как максимальное значение интенсивности I_m пиков с $\lambda_m = 760,25$ $\lambda_m = 764$ нм при изменении y изменяется слабо, то можно предположить, что пички обусловлены излучателями, практически равномерно расположенными по исследуемому объему вне зоны, занятой излучением лазерного диода. Для данного исследования такими источниками могут служить лишь возбужденные молекулы кислорода (синглетный кислород).

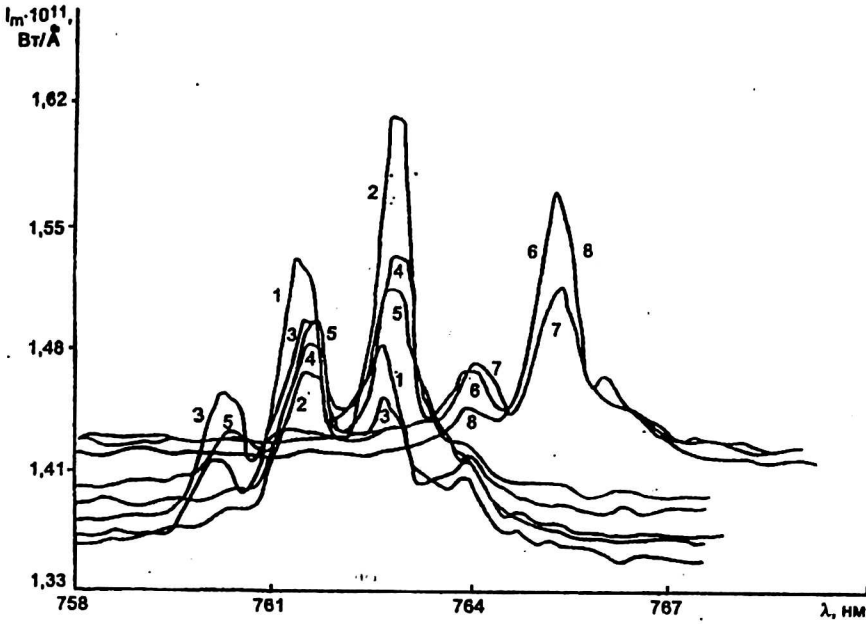


Рис. 4. Интенсивность источников излучения, находящихся в лазерном устройстве, в зависимости от длины волны при $T_{л.д} = 20$ °С для различных направлений зондирования: 1 — $y = -4,5$ мм; 2 — $y = -1,5$ мм; 3 — $y = -7,5$ мм; 4 — $y = -13,5$ мм; 5 — $y = 21$ мм и при $T_{л.д} = 23$ °С для 6 — $y = 7,5$ мм; 7 — $y = 13,5$ мм; 8 — $y = 21$ мм

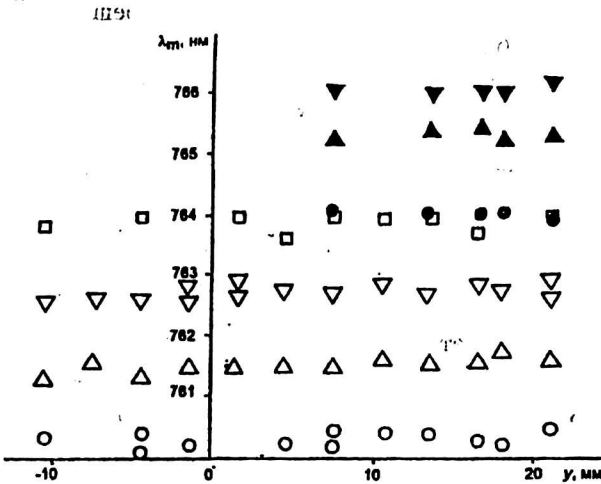


Рис. 5. Длина волн, соответствующих максимальному значению интенсивности источников излучения в лазерном устройстве, в зависимости от направления зондирования для $T_{л.д} = 20$ °С (светлые значки) и $T_{л.д} = 23$ °С (темные значки)

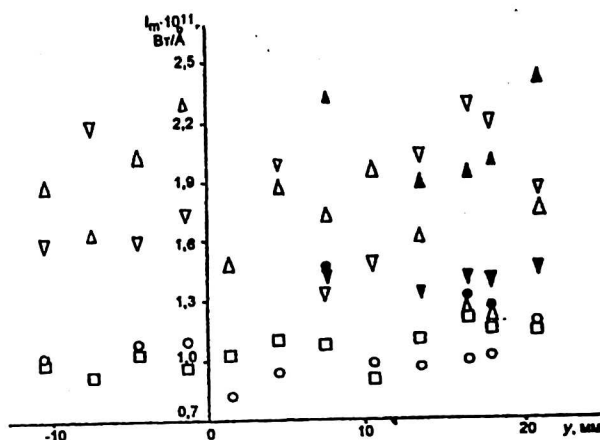


Рис. 6. Максимальные значения интенсивности источников излучения в лазерном устройстве в зависимости от направления зондирования для $T_{\text{л.д}} = 20^\circ\text{C}$ (светлые значки) и $T_{\text{л.д}} = 25^\circ\text{C}$ (темные значки)

В третьем цикле были проведены аналогичные приведенным выше эксперименты при $T_{\text{л.д}} = 23^\circ\text{C}$. Зависимость интенсивности от длины волны для прямого излучения лазерного диода приведена на рис. 1, а зависимость интенсивности от длины волны для рассеянного лазерного излучения, выходящего из “решетки”, — на рис. 4 для нескольких значений y при $T_{\text{л.д}} = 23^\circ\text{C}$. Видно, что как и в случае $T = 20^\circ\text{C}$ эти зависимости имеют многопиковую структуру. На рис. 5 темными значками приведены зависимости λ_m от y для всех пиков при $T_{\text{л.д}} = 23^\circ\text{C}$, а на рис. 6 темными значками зависимости I_m от y для того же значения $T_{\text{л.д}}$. Следует подчеркнуть, что эксперименты при $T_{\text{л.д}} = 23^\circ\text{C}$ проведены лишь при $y > 0$.

Анализ данных, приведенных на рис. 6, показывает, что при $y < 0$ наблюдается небольшой рост значений I_m при приближении к $y = 0$. В окрестности этого значения происходит убывание I_m , после чего снова начинается рост. Такое поведение величины I_m объясняется тем, что под “решеткой” находится более холодный, а следовательно, и более плотный воздух. Воздух, нагреваемый в “решетке” за счет поглощения лазерной энергии, имеет более низкую плотность, что и приводит к падению I_m вблизи $y = 0$. При $y > 0$ поднимающийся вверх воздух охлаждается, приводя к некоторому уменьшению I_m . Небольшой разброс точек относительно некоторой средней зависимости может объясняться перемешиванием большого количества струек воздуха, обтекающих лазерные лучи, расположенные в зазоре между зеркалами лазерного устройства.

Как следует из рассматриваемых данных, при $\lambda_m = 764$ и $\lambda_m = 766$ нм величина I_m практически не зависит от y . В то же время при $\lambda_m = 765,25$ нм имеет место явная зависимость I_m от y . Согласно исследованиям, проведенным во втором цикле исследований, при $T_{\text{л.д}} = 23^\circ\text{C}$ из “решетки” выходит лазерное излучение относительно слабым пичком при $\lambda_m = 764$ нм и более интенсивным — при $\lambda_m = 765,25$ нм. Следовательно, пичок с $\lambda_m = 765,25$ нм в третьем цикле исследований обусловлен рассеянным в “решетке” лазерным излучением. В то же время пичок при $\lambda_m = 764$ нм во втором цикле исследований может быть обусловлен излучением синглетного кислорода.

Отсутствие зависимости I_m от y может означать, что источником излучения является синглетный кислород. Таким образом, на основе приведенных экспериментальных исследований можно предположить, что при взаимодействии с воздухом лазерного излучения с длиной волны от 757 до 768 нм образуется синглетный кислород.

излучение которого имеет вид пичков со значением длины волны λ_m в максимуме интенсивности I_m , равными 760,25; 764; 766 нм.

Расчеты показывают, что при указанных длинах волн энергия, излучаемая синглетным кислородом, составляет соответственно $e_m = 1,633; 1,625; 1,6208$ эВ. Первое значение можно с погрешностью его определения по справочным данным [3] и работы [4] принять равным энергии перехода из возбужденного состояния кислорода $b^1\Sigma_g^+$ в основное состояние $x^3\Sigma_g^-$. Меньшие значения e_m соответствуют двухфотонному переходу между рассматриваемыми состояниями.

Теоретические расчеты показали, что размеры области, в которой может накапливаться синглетный кислород с учетом его времени жизни для условий эксперимента (атмосферное давление), можно условно представить в виде шара радиусом ~ 50 см, в экваториальной плоскости которого находится "решетка". Этот результат дает возможность заключить, что в исследованной с помощью спектрометра зоне лазерного устройства синглетный кислород присутствует.

Концентрация синглетного кислорода, определенная по величине интенсивности его излучения спектрометром "Кварц-ВД" с учетом возможных инструментальных погрешностей прибора и точности его фокусировки, находится в пределах $10^{13} \text{ см}^{-3} \div 10^{14} \text{ см}^{-3}$. Мощность излучения лазерного диода во время экспериментальных исследований равнялась $\sim 0,15$ Вт. Этой мощности достаточно для образования в секунду $6 \cdot 10^{17}$ квантов с длиной волны 760 нм. Если учесть, что время жизни синглетного кислорода при атмосферном давлении составляет около 10 с, то следует признать, что эффективность проверяемого способа образования синглетного кислорода является достаточно высокой.

Л и т е р а т у р а

1. Епишкин К. А., Кравцов Н. В., Мишин Г. С., Наумкин Н. И., Пугачев В. П., Соколов К. А., Сухнев В. А., Фирсов В. В. Исследование взаимодействия лазерного излучения с кислородом воздуха при моделировании процесса восстановления озонового слоя// Прикладная физика. 1997. Вып. 4. — С. 41.
2. Стрик А. М. О проблеме сохранения озонового слоя Земли при продолжающемся антропогенном загрязнении атмосферы// Там же. 1996. Вып. 1. С. 11.
3. Физические величины: Справочник/ Под редакцией И. С. Григорьева и Е. З. Мейлихова. — М.: Энергоатомиздат, 1991.
4. Аблоков В. К., Денисов Ю. Н. Проточные химические лазеры — М.: Энергоатомиздат, 1987.

SIMULATION OF THE PROCESS OF OZONE REGENERATION AND RESEARCH ON FORMATION OF SINGLET OXYGEN UNDER LASER RADIATION

Yu. A. Epishkin, G. S. Mishin, V. P. Pugachev, Yu. A. Sokolov, V. A. Sukhnev
Central research institute of engineering, Korolev, Russia

N. V. Kravtsov, N. I. Naumkin, V. V. Firsov
Research institute for nuclear physics, Moscow, Russia

Based on model calculation of processes resulting from interaction of the laser radiation of wavelength near 760–768 nm and oxygen the lines of singlet oxygen are estimated.