

Е. А. Тихонов¹, Г. С. Логинов²

¹Институт физики НАН Украины, Киев

²Национальный авиационный университет, Институт новейших технологий, Киев

АНАЛИЗ ФИЗИЧЕСКИХ ОСНОВ И ТЕХНИЧЕСКИХ ВОЗМОЖНОСТЕЙ РЕАЛИЗАЦИИ ЛАЗЕРНОГО ЗАЖИГАНИЯ ТОПЛИВНЫХ СМЕСЕЙ

Аннотация: Рассмотрено современное состояние и физические основы лазерного зажигания топливных смесей в двигателях внутреннего сгорания как возможной альтернативы существующему электроискровому. Стимулирующими факторами развития этой лазерной технологии являются энергосбережение, требования экологии и технические преимущества безэлектродного зажигания. Представлены примеры технических разработок диодных лазеров и лазеров с диодной накачкой в качестве вероятных претендентов на эту роль.

Ключевые слова: лазерные технологии, лазерное зажигание, топливная смесь, диодный лазер, лазерная плазма, фотоионизация, фотодиссоциация алканов, накачка, фокусировка, сферическая аберрация.

1. ВВЕДЕНИЕ. ФОРМУЛИРОВКА ПРОБЛЕМЫ

Известно, что диаметр фокального пятна (диск Эйри) при фокусировке лазерного пучка, сформированного основной поперечной модой TEM₀₀, ограничивается дифракцией Фраунгофера и описывается следующим выражением:

$$D_{min} \cong 4 \lambda (F/\emptyset) / \pi. \quad (1)$$

Здесь F – фокальная длина линзы, \emptyset – диаметр лазерного пучка (если он меньше диаметра линзы) или диаметр апертурной диафрагмы при их обратном соотношении. Вследствие такой фокусировки интенсивность света в фокальном объеме возрастает на несколько порядков и наряду с каскадом нелинейных оптических явлений сопровождается образованием плазменного сгустка как в воздухе при нормальных его давле-

ниях, так и в газовых и конденсированных средах разных типов. Остановимся подробнее на условиях образования лазерной плазмы в газах. Сейчас лишь отметим, что лазерный пробой в воздухе относится к известным явлениям. Он достижим при использовании излучения импульсных лазеров с модулированной добротностью, появившихся в середине 60-х годов прошлого века. Образование лазерной плазмы сопровождается ярким свечением широкого спектрального состава, звуковой ударной волной, что указывает на высокую температуру плазменного сгустка и, соответственно, на возможность инициирования поджига топливных смесей и взрывных материалов [1]. Однако, как и для многих проблем, возникающих в смежной области, успешного практического ее решения не произошло незамедлительно: лазерам еще предстоял длинный путь технического совершенствования до стадии готовности масштаб-

ных применений в технически сформированных отраслях.

Давайте прежде ответим на вопрос: что стимулирует разработки лазерного зажигания при уже имеющемся электроискровом? Причин несколько. При работе типичного двигателя внутреннего сгорания применяется топливная смесь, образованная углеводородными продуктами и кислородом воздуха. Высокая температура сгорания способствует образованию из азота воздуха его окисей. Высокие концентрации этих окисей приводят к образованию "городского смога". Частично решить эту проблему можно, используя обедненные топливные смеси, когда температура горения понижаются и, как следствие, уменьшается концентрация NO в продуктах сгорания. К сожалению, такой режим работы приводит к снижению КПД двигателя и требует повышения мощности для системы зажигания. В случае электроискровой системы зажигания возрастание мощности источника сопровождается ускоренным разрушением электродов свечи. Совершенствование свечей (платиновые покрытия электродов) приводит к их заметному удорожанию и не снимает проблему полностью. Топливные смеси на основе метан-бутановых газов (как и обедненные аэрозольные смеси) также требуют более мощного зажигания, что опять приводит к проблеме ускоренного разрушения свечей. Возможным решением этой проблемы является зажигание обедненных топливных смесей при помощи лазерного излучения, фокусировка которого в топливной смеси приводит к образованию плазмы, поджигающей топливо. Этот безэлектродный способ образования плазменного сгустка неограничен по месту локализации и, в разумных пределах, по мощности.

Итак, принципиальная возможность применения лазерного излучения для зажигания топливных смесей основана на его способности вызывать образование плазмы в газах и

конденсированных средах. Существенно, что свеча как основной элемент искрового зажигания вообще устраняется из области горения. Лазер может обеспечить необходимую лучевую энергию для воспламенения и обедненных смесей без снижения КПД и мощности двигателя.

2. ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ЛАЗЕРНОГО ЗАЖИГАНИЯ ТОПЛИВНЫХ СМЕСЕЙ

Если к металлическим электродам свечи приложить достаточно высокое постоянное или переменное напряжение (≈ 30 кВ/см), то в межэлектродном зазоре газовой смеси произойдет ионизация молекул с образованием проводящей плазмы. Это явление называют электрическим пробоем. Подобный пробой является результатом лавинной ионизации, которая начинается с небольшого числа свободных электронов. Они рождаются в небольшом количестве под действием космических лучей и естественной радиоактивности. Освобожденные электроны, ускоряясь электрическим полем, приобретают энергию, достаточную для ионизации молекул. С каждого энергичного электрона получается два медленных, которые, в свою очередь, приобретая энергию от поля, ионизируют новые молекулы, так что развивается электронная лавина, газовая смесь ионизируется до степени, которая зависит (в частности) от того, какой предельный ток может пропустить внешняя цепь. Процессы ионизации сопровождаются актами возбуждения молекул, которые люминесцируют в УФ- и видимой областях спектра. В случае горючих топливных смесей вслед за пробоем возникает их ударное воспламенение с быстрым ростом давления и температуры.

Хотя между миллиметровым и субмикронным излучением нет принципиальной разницы, открытие оптического лазерного пробоя в 1963 г. было для физиков некоторой

неожиданностью. Лазерный пробой воздуха происходил, когда интенсивность в фокусе линзы достигала значения около 100 МВт/см^2 , что стало возможным после открытия модуляции добротности лазерного резонатора. Физическая сущность последнего состоит в завышении начальных потерь резонатора, что требует соответственно завышать стартовое усиление по выполнению порога генерации. В момент времени, когда это усиление максимально, внесенные потери быстро (в сравнении с временем жизни возбужденных ионов или молекул) убирают, создавая сильное неравенство *усиление* \gg *потери*, что приводит к лавинообразному (несколько наносекунд) процессу генерации пачки фотонов, с мощностью в $(10\text{--}100) \text{ МВт}$. С фокусировкой такого оптического излучения до интенсивностей в 10^4 МВт/см^2 создается напряженность электрического поля $\approx 2 \cdot 10^6 \text{ в/см}$, что вызывает оптический пробой. Этот пробой имеет порог по напряженности электрического поля $E_{\text{пор}} = (4\pi I_{\text{пор}} / c)^{0.5}$, определяемый через интенсивность света. Образование плазмы на переднем фронте лазерного импульса сопровождается сильным поглощением его энергии на спаде, зависящем от состава газа, его чистоты (запыленности), давления, температуры и длины волны лазерного излучения [2, 3]. Существенное различие экспериментальных порогов пробоя чистого и запыленного воздуха, а также вдали и у поверхности конденсированных материалов указывает на влияние первичных свободных электронов. При пробое в постоянных или ВЧ-полях такой зависимости не возникает, так как в воздухе под действием космического излучения всегда рождаются электроны со скоростью $10\text{--}10^2 \text{ с}^{-1}$. В случае же лазерного пробоя кратковременным излучением $\approx 10 \text{ нс}$ появление свободных электронов в ограниченном фокальном объеме ($\approx 10^{-5} \text{ см}^3$) практически исключено. Это значит, что в лазерном пробое затравочные свободные эле-

ктроны могут возникать (в зависимости от соотношения энергии фотонов и ионизации) в результате одно- и многофотонных переходов.

Теории многофотонной ионизации (МИ) предложены в ряде работ [4–8]. Поскольку энергия ионизации большинства газов $\approx (10\text{--}20) \text{ эВ}$ намного превышает энергию одного кванта излучения рубинового и неодимового лазеров ($1,78$ и $1,18 \text{ эВ}$ соответственно), то для МИ молекул таких газов необходимо одновременное поглощение нескольких квантов. Приведем основные соотношения, характеризующие зависимость порога МИ от условий эксперимента. Число квантов, необходимое для ионизации, $n = (J/h\nu + 1)$, где J – энергия ионизации, $h\nu$ – энергия кванта. Вероятность w одновременного поглощения n квантов пропорциональна n -ой степени интенсивности:

$$w = A I^n. \quad (2)$$

Полное число актов ионизации N_e пропорционально концентрации молекул (атомов) N_a , длительности лазерного импульса Δ_t и объему фокальной зоны V :

$$N_e = A N_a \Delta_t V I^n. \quad (3)$$

Считая, что пробой происходит при достижении некоторой критической величины N_{ecr} , для пороговой плотности потока фотонов получим:

$$I_{\text{пор}} = (N_{\text{ecr}} / A N_a \Delta_t V)^{1/n}. \quad (4)$$

Таким образом, $I_{\text{пор}}$ сравнительно слабо зависит от исходной плотности газа, длительности лазерного импульса и размеров фокальной области. Детальные квантово-механические расчеты вероятности МИ с учетом не только начального и конечного, но и промежуточных энергетических состояний атома выполнены в работе [6]. Там показано, что вероятность ионизации резко возрастает, если энергия возбуждения одного из промежуточных состояний близка к энергии цело-

го числа квантов (промежуточный многофотонный резонанс). Согласно [6], пороговые мощности пробоя, обусловленного МИ, для H_2 и инертных газов при давлении, близком к атмосферному, и длительности импульса 10 нс составляют 10^{30-32} фотонов/см²·с, что на 1–2 порядка выше измеренных порогов пробоя. В то же время потоки, необходимые для отрыва одного электрона в фокальном объеме, по порядку величины совпадают с экспериментально измеренными порогами пробоя. Таким образом, МИ может обеспечить лишь появление затравочных электронов. Дальнейшее увеличение их числа происходит в результате лавинной ионизации. Слабая зависимость порогового потока от плотности газа (4) приводит к тому, что даже ничтожные концентрации легко ионизирующихся примесей могут приводить к появлению затравочных электронов. Поэтому, чтобы наблюдать многофотонные процессы в чистом виде, нужно исключить процессы лавинной ионизации. Для этого достаточно уменьшить давление газа до таких величин, чтобы длина свободного пробега электронов была больше размеров фокального объема. Лазерная искра при этом не возникает, но образуется значительное количество ионов, измеряя число которых можно экспериментально оценить вероятность многофотонных процессов. Такого рода исследования проводились в работах [7–8].

Вслед за появлением свободных электронов в результате МИ наступает этап их лавинного увеличения с образованием плазмы. Эти первичные электроны поглощают световые кванты при столкновениях с нейтральными атомами. Когда энергия электрона возрастает до значений, несколько превышающих энергию ионизации, электрон с большой вероятностью ионизует атом, появляются два электрона и дальше процесс повторяется. Количество электронов возрастает по экспоненциальному закону:

$$N_t = N_0 e^{\gamma t}. \quad (5)$$

Здесь $\gamma = (I / \tau) \ln 2$ – постоянная развития лавины; τ – время удвоения числа электронов.

Конечное число электронов очень сильно зависит от постоянной развития лавины, которая в свою очередь зависит от напряженности электромагнитного поля. Этим объясняется пороговый характер процесса. Порог пробоя определяется из условия, что за время импульса Δ_t полное количество электронов достигает некоторой критической величины N_{cr} . Тогда

$$\gamma_{cr} = [\ln (N_0 / N_{cr})] / \Delta_t. \quad (6)$$

Теории лавинной ионизации посвящены работы [9–15]. Приведем основные соотношения, характеризующие процесс лавинной ионизации. Скорость нарастания энергии электрона в поле электромагнитного излучения при небольших плотностях газа, когда $v_{ef} \ll \omega$, дается соотношением

$$dE/dt = (4\pi e^2 / mc)(v_{ef}^2 I / \omega^2). \quad (7)$$

Здесь $v_{ef} = N_a v \sigma_{tr}$ – эффективная частота соударений, где N_a – концентрация атомов (молекул) газа; v – скорость электрона; σ_{tr} – транспортное сечение; e и m – заряд и масса электрона; ω – частота оптического поля; I – интенсивность светового потока. Время удвоения числа электронов τ можно определить предполагая, что за это время электрон набирает энергию, равную энергии ионизации атома:

$$U_i = (4\pi e^2 / mc)(v_{ef}^2 I / \omega^2) \tau. \quad (8)$$

Отсюда

$$\gamma = (4\pi (\ln 2) e^2 v_{ef}^2 I / mc U_i \omega^2). \quad (9)$$

Пороговую интенсивность найдем, приравнявая значение γ из (9) к величине γ_{cr} (6):

$$I_{\text{пор}} = [mcU_i\omega^2 \ln(N_{cr}/N_0)] / (4\pi(\ln 2)e^2 N_a \overline{\sigma}_{tr} \Delta_t). \quad (10)$$

Для импульсов рубинового лазера расчетные значения пороговых интенсивностей находятся в разумном согласии с экспериментальными значениями. Однако на практике может появляться множество обстоятельств, изменяющих порог лазерного пробоя топливных смесей в ту или иную сторону. Многие из таких нюансов для простых газов рассмотрены в обзоре [3] и приведенных в нем ссылок.

Топливо на основе углеводородных газовых смесей может иметь свои особенности в отношении порога, которые можно понять при экспериментальной проверке даже с иными целями, чем желание сопоставить теорию с экспериментом. Главной отличительной чертой этих смесей может стать их горючесть, а главной целью лазерного поджига становится определение условий реализации минимального порога лазерного пробоя топливных смесей по мощности и энергии светового лазерного импульса. Тем не менее приведенная формула для порога лазерного пробоя (10) указывает на основные параметры излучения, которые следует выбирать для его минимизации.

Типичную топливную смесь для двигателей внутреннего сгорания образуют углеводороды класса алканов с общей формулой ряда C_nH_{2n+2} . Алканы имеют открытую цепь с одинарными σ -связями, что обуславливает характерные особенности их спектроскопических и фотоионизационных характеристик. Углеродная $C-C$ σ -связь обязана sp^3 -гибридизации электронных орбиталей углерода и допускает свободное вращение вокруг данной связи. Первыми в ряду алканов стоят метан, этан, бутан, пропан – газы, далее гексан, гептан и их изомеры-жидкости, а после 20-и атомов углерода в цепи появляются твердые при нормальных условиях парафины.

Алканы являются главными компонентами натуральных газов и нефти, из которых их получают. Химия алканов начинается с очистки нефти, где осуществляют несколько реакций, чтобы подготовить исходную смесь углеводородов для применений в качестве топлива. Главными из этих реакций можно назвать: 1) изомеризация линейных цепей в разветвленные; 2) крекинг или расщепление больших молекул до меньших с 6–8 углеродами в цепи; 3) алкилирование (комбинация пропилена и бутана, дающая 2-, 3-диметилпентан; 4) циклодигидрогенация, при которой происходит образование ароматических фрагментов [16].

В большинстве случаев сгорание алкановых смесей не является полным, в результате чего в продуктах сгорания наблюдаются не полностью окисленные фрагменты типа СО и сажи. Частично контролируемое сгорание достижимо, если все $C-H$ связи сделать изоэнергетичными (по энергии связи) или одну из них сделать значительно слабее всех остальных. Нам предстоит рассмотреть процесс зажигания и горения топливной смеси (алканы + воздух) под воздействием лазерного излучения. Наибольшую специфику в этом случае представляет первоначальная фаза – зажигание. Само горение остается таким же, как и при электроискровом зажигании, поэтому может рассматриваться на основе существующих моделей [17–18]. В общем случае горение топлива представляет собой экзотермическую автокаталитическую реакцию окисления смеси алканов кислородом воздуха (с включением реакции горения сажи), эволюция которой зависит от их начальных концентраций, промежуточных продуктов реакции и температуры. Соответственно, можно получить автоускорение горения только за счет роста температуры и цепной реакции роста промежуточных продуктов реакции, способствующих ускорению горения. В результате автоускорения мощность

процесса быстро достигает максимума, после чего спадает до нуля по мере истощения продуктов горения и падения давления. Видимая область горения называется *пламенем*. Его свечение представляет собой электромагнитное излучение нагретой до температур пиролиза $\approx 1\ 200\text{ К}$ сажи и других элементов в продуктах горения. В процессе этой реакции освобождается и тепловая энергия, а также появляются реакционные промежуточные продукты – атомы и свободные радикалы. В большинстве случаев эволюция горения с выделением тепла и основных конечных продуктов горения CO_2 и H_2O определяется скоростью смешивания/расходования исходных продуктов – алканов и окислителя. Важнейшая особенность процесса горения – способность к перемещению в пространстве его фронта, что можно рассматривать как одиночную волну. Перемещение фронта горения обусловлено такими физическими процессами, как диффузия и теплопроводность. Тепловая энергия и активные центры из области горения передаются соседним участкам топливной смеси и инициируют там горение. Различают массовую m и линейную u скорости движения фронта горения, связанные соотношением $m = \rho u$, где ρ – плотность исход-

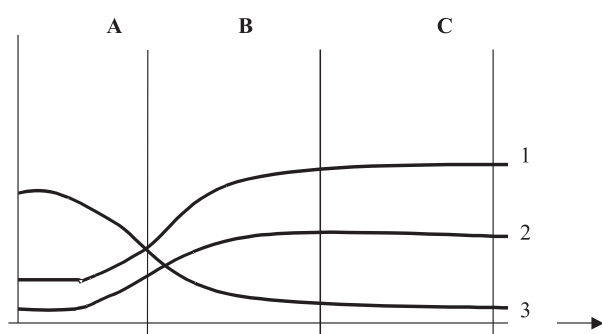


Рис. 1. Одномерное распределение по зонам: температуры – 1, продуктов горения – 2 и концентрации топлива – 3. А – зона прогрева, В – зона химической реакции, С – зона выхода продуктов горения. Область максимального тепловыделения приходится на середину зоны В

ной смеси. В отличие от детонации (ударная волна звука) скорость движения фронта горения невелика (10^{-3} – 10 м/с). Структура фронта горения и распределение продуктов представлено на рис. 1. Химическая реакция горения происходит в сравнительно узкой зоне 10^{-2} мм при температуре, которая определяется отношением теплоты сгорания Q/C_p к теплоемкости при постоянном давлении. Максимум тепловыделений возникает вследствие того, что вначале реакции температура низкая, а в конце реакции – нет горючих продуктов. Скорость горения $u \sim (\chi/\tau)^{0.5}$, где χ , τ – коэффициент теплопроводности и характеристическое время его реакции в зоне горения [20].

Замечания о продуктах горения алканов в воздухе: NO образуется путем захвата азота из воздушной смеси, а также из-за присутствия органически связанного азота в смеси алканов, полученных из нефтепродуктов. Как окисление азота, так и его деструкция в богатом продуктами высокотемпературном пламени определяется химией интерконверсии азота в пламенах. Реакция окисления продуктов горения может замедляться на хвостах пламени за счет снижения температуры или даже может остановиться при падении температуры ниже критической на холодных стенках камеры сгорания. Когда топливная компонента и окислитель находятся в газообразном состоянии и хорошо перемешаны, горение называют *гомогенным*. Жидкие продукты топлива (бензины) готовят для горения путем их испарения из капельного состояния, впрыскиваемых в камеру сгорания. Хотя основная стадия горения одинакова со стадией горения газообразной смеси, это горение относят к гетерогенному. Горение начинается, когда оба продукта нагреваются до критической температуры, которая зависит от типа горючего и окислителя, их концентрационного отношения и физических характеристик окружения. Заметим, что кроме го-

рения с ускорением возможно горение при очень низких скоростях и температурах без пламени: такое горение связано с окислением без автоускорения. В качестве такого примера назовем окисление изобутана, превращающегося на воздухе в бутилпероксид [17].

Формула для порогового значения интенсивности лазерного пробоя (10) указывает, что вызывающая пробой газа интенсивность прямо пропорциональна ионизационному потенциалу молекул топливной смеси. Поэтому примеси с низким потенциалом ионизации в газах с высоким потенциалом при увеличении концентрации могут снижать порог зажигания в несколько раз. Мы обсудим величину ионизационного потенциала алканов как наиболее важных соединений в составе топливных смесей. Горение начинается с реакции между кислородом воздуха и ато-

марным водородом, которого первоначально в топливной смеси нет. Атомарный водород появляется в результате диссоциации алканов, имеющей место при определенных фотоили термооблучении, т. е. при воздействии квантами света, приводящими к их ионизации. Диссоциация есть конечный акт образования атомарного водорода. Первичным актом является фото- или (и) термоионизация молекул алканов. Чтобы показать физическую картину процесса, мы начнем рассмотрение с этапа образования молекулы метана – первого члена из гомологического ряда алканов. Апробированной теоретической моделью для описания электронных состояний молекул выступает метод молекулярных орбиталей (МО) [19]. Молекула CH_4 принимает структуру тетраэдра с атомом С в центре. Эта конфигурация является результатом sp^3 -гибридизации, при которой углерод имеет 4 пространственно разнесенные валентные связи. Соответственно ее МО классифицируются по представлениям точечной группы симметрии T_d , что и определяет вероятности электронных переходов между ее МО и величины ионизационных потенциалов. В свою очередь МО образуются из комбинаций атомных орбиталей с учетом взаимной ориентации спинов спариваемых электронов. Атомные s-орбиты образуют молекулярные σ -орбитали, атомные p-орбиты соответственно образуют молекулярные σ - и π -орбитали. Как и в атомах, энергия МО возрастает с порядковым номером их нумерации. Изменение энергий МО по сравнению с энергией образующих их атомных орбиталей (АО) прослеживается на корреляционных энергетических диаграммах. Для молекулы тетраэдрической симметрии типа метана такая диаграмма [19] представлена на рис. 2. Его 4 связующие МО будут заселены согласно принципу Паули: по 2 электрона на каждую орбиту с противоположно направленными спинами. Они образуют основное состояние молекулы.

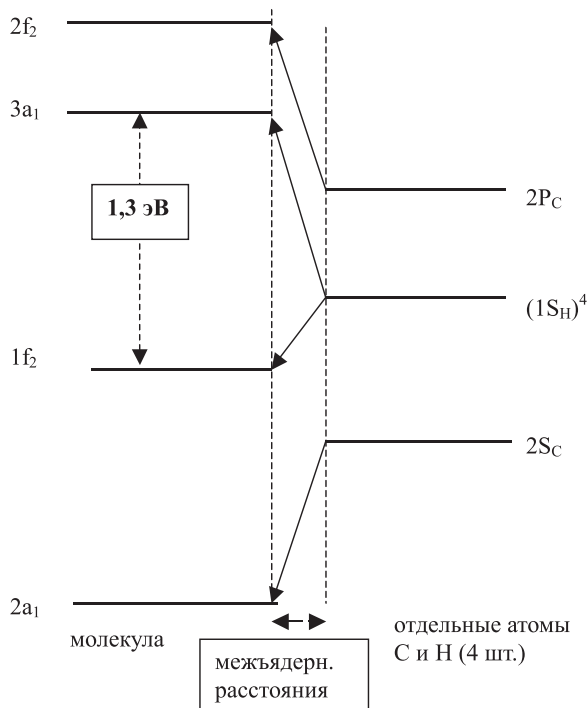


Рис. 2. Корреляция и симметрия орбиталей молекулы метана CH_4 (группа симметрии T_d) с атомными орбитами С и Н при изменении межъядерного расстояния

Электронное возбуждение CH_4 может происходить вследствие возбуждения наименее связанных электронов верхней МО на ближайšie по энергии антисвязные орбитали, причем чем выше они по энергии, тем более АО-подобными они становятся и, следовательно, их можно называть *Ридберговскими состояниями*, причем предельным их случаем будет отрыв данного электрона и ионизация молекулы. Таким образом, большое число электронных состояний молекулы оказывается без минимума потенциальной энергии для составляющих её атомов. Существует эмпирическое правило определения стабильности молекулы в общем случае: число связывающих электронов должно превышать число разрывающих [19]. Орбитали $2a_1$ и $1f_2$ у CH_4 являются сильно связывающими; орбитали $3a_1$ и $2f_2$ относятся к антисвязным (рис. 2.); $1a_1$ -орбиталь (не показанная) остается по сути атомной $1s_C$ -орбитой, не оказывающей влияния на стабильность молекулы. Восемь внешних валентных электронов CH_4 как раз заполняют две связывающие орбитали, а на разрывающих орбиталях электронов нет, поэтому в основном состоянии молекула стабильна. При удалении электрона с верхней связывающей орбитали CH_4 прочность его связи с Н существенно уменьшается. То, что для получения иона CH_3^+ достаточен фотон с энергией 1,3 эВ ($\lambda \approx 950$ нм), подтверждается измерением. Такая же малая энергия требуется для диссоциации метана на CH_3^+ и Н у Ридберговских серий метана. Как следствие, равновесная конфигурация молекулы в этих состояниях значительно отличается от равновесной в основном. Поэтому при поглощении света совершается переход на нестабильную часть потенциальной поверхности, что приводит к непрерывному спектру поглощения. Дискретного электронного спектра поглощения у метана и у гомологов C_2H_4 , C_3H_8 не обнаружено.

Таким образом, возгорание алканов под действием света или нагревания является следствием относительно легкой их фото-, термоионизации, сопровождаемой диссоциацией с образованием атомарного водорода. Последний вследствие высокой химической активности легко взаимодействует с окружением, в том числе и с кислородом. Поэтому для возгорания источник света должен создавать некоторую критическую концентрацию атомарного водорода, позволяющую перейти к режиму автоускорения диссоциации алканов, но уже за счет экзотермической реакции окисления и быстрого сгорания запасенного топлива.

Основные параметры лазерного излучения – частоту ω и длительность импульса – рекомендуется выбирать, следуя таким требованиям: $\omega \geq \omega_{\text{ион}}$, где $\omega_{\text{ион}}$ – частота перехода между связывающей и антисвязывающей МО алканов, приведенных выше; длительность импульса лазерного излучения Δt согласно (10) следует выбирать возможно большей, однако с учетом практических возможностей лазеров генерировать высокую мощность в наносекундном интервале. Излучение пикосекундной длительности для этой цели менее пригодно и согласно (10) будет превышать пороговую интенсивность зажигания.

3. ВЫБОР ТИПА ЛАЗЕРА ДЛЯ СИСТЕМЫ ЗАЖИГАНИЯ

К лазеру в системе зажигания топлива на основе воздушно-алкановых смесей в зависимости от типа двигателя предъявляются специфические требования. Самым важным остается уровень пиковой мощности и энергия в импульсе излучения при выбранной длине волны, необходимые для зажигания выбранного топлива при частотах повторения 20–100 Гц, определяемых характеристиками двигателя. Габариты лазерной системы определяются назначением двигателя: для работы

в стационарных условиях или в транспорте. Сроки безотказной работы таких лазеров должны быть сопоставимы с гарантийными сроками безотказной работы равных по стоимости элементов двигателя. На сегодня проблема надежности лазеров (в том числе в подвижных условиях) решена и свидетельством этого является их применение в системах радиолокационного сопровождения целей, в машиностроении, при записи/считывании информации в персональных компьютерах и т. д. Установка лазера в моторном отсеке двигателя автомобиля не будет отличаться более сложными условиями эксплуатации, кроме повышения температуры, возникновения вибраций и грязевых отложений. Влияние последних можно устранить путем защиты оптических каналов доставки световой энергии к цилиндрам двигателя. Хорошим решением проблемы розжюстировки является использование диодных и миниатюрных твердотельных лазеров с монолитными конструкциями оптического резонатора. Подобное решение предполагает, что излучение таких лазеров обеспечивает уровень мощности, достаточный при его фокусировке надежно вызывать зажигание. Рассмотрим состояние разработок таких лазеров с позиций их использования для лазерной системы зажигания.

Надежность доставки излучения непосредственно к цилиндрам двигателя достигается путем выбора оптического канала. Открытый канал связи на зеркалах непригоден из-за их пылевого загрязнения и возможности вибрационной разжюстировки. Возможно конструктивное решение в виде металлического рукава (закрывающего оптический канал) из материала с малым температурным коэффициентом расширения, жестким креплением лазера и фокусирующей оптики в месте доступа к цилиндру двигателя. Для этой конструкции можно также решить проблему теплоизоляции лазера от нагретого до

200–300 °С двигателя. Германская фирма CRT (Carinthian Tech Research AG) совместно с AVL List GmbH, несмотря на опасность температурного перегрева диодного лазера, с 2004 г. ведет разработку зажигания в конструктиве, когда лазер непосредственно заменяет свечу зажигания в том же посадочном месте двигателя. В этом подходе трудности вибраций и пылевых загрязнений оптического канала снимаются, а для питания лазера используется стандартный автомобильный аккумулятор. Осложнения, вызываемые перегревом диодного лазера, заставили CRT на втором этапе использовать миниатюрный Nd³⁺:АИГ лазер с пассивной модуляцией добротности с накачкой от диодного инжекционного лазера [20].

Третье возможное решение со снятием проблем вибрации и загрязнения оптического канала состоит в использовании оптического волокна для транспортировки света от лазера к цилиндру. Преимущество этого решения состоит также в снятии габаритных ограничений по лазеру, однако возникают ограничения по уровню канализируемой мощности из-за опасности оптического повреждения кварцевого волокна. Хотя с увеличением диаметра волокна это ограничение сдвигается в сторону больших мощностей, при этом нарастают трудности эффективной фокусировки доставленного излучения. Сегодня уже около 10 компаний в мире работают над проблемой лазерного зажигания [20].

Перейдем к рассмотрению современных полупроводниковых инжекционных и твердотельных лазеров с модуляцией добротности, пригодных для решения данной задачи. Концепция полупроводниковых инжекционных лазеров была предложена Н. Г. Басовым в 1961 г. Она базировалась на возможности вынужденного излучения света при рекомбинации электронно-дырочных пар в области рп-перехода. Однако до 1969 г. развитие лазеров на однородном рп-переходе было не-

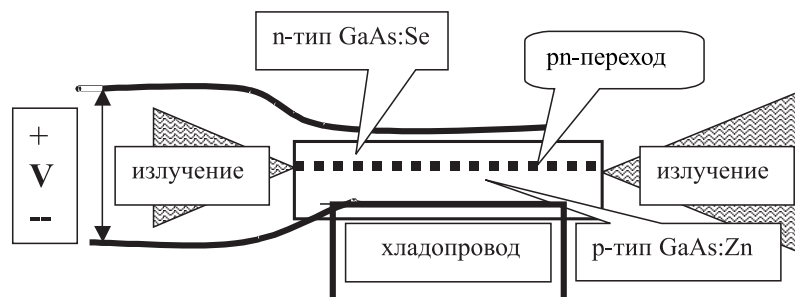


Рис. 3. Схема диодного лазера на однородном pn-переходе. Накачка осуществляется пропусканием тока через pn-переход в открытом для диода направлении. Торцевые поверхности кристалла образуют резонатор Фабри-Перо. Дифракционная расходимость $\approx \lambda/\omega$, где ω – ширина pn-перехода

перспективным, поскольку они работали при очень больших импульсных токах накачки и потому требовали охлаждения до азотных температур. Предложенные в 1969 г. лазеры на гетеропереходах изменили ситуацию решительным образом. Благодаря оптическому ограничению активной области токи накачки снизились настолько, что режим непрерывной генерации стал возможным при комнатной температуре. Малые габариты ($< 1 \text{ мм}^3$), высокий (до $\approx 50 \%$) КПД преобразования электрической накачки в излучение, возможность модуляции излучения током накачки, длительный срок работы – эти характеристики лазеров на гетеропереходах открыли широкие области для их применения. Обычно диодные лазеры имеют невысокую мощность генерации – до 1 Вт. Поэтому разрабатывались различные варианты увеличения их мощности генерации. Использовались увеличение активной области, фазировка нескольких активных областей и применение диодных лазеров в качестве источника накачки твердотельных лазеров с модуляцией добротности [21]. В частности, неодимовый лазер с диодной накачкой может генерировать импульсы наносекундной длительности с энергией до нескольких мДж, т. е. с мощностью до 1 МВт. Типичная конструкция диодного лазера показана на рис. 3: pn-переход создают при выращивании слоя p-полупроводника на поверхности кристалла n-полупро-

водника. Характерный размер активной области $0,1 \times 10 \times 250 \text{ мкм}$. Вся структура для охлаждения помещена на хладопроводе. Для уменьшения порогового тока накачки его локализуют поперек pn-перехода от 10 мкм до 1 мкм и меньше, что достигается при помощи гетеропереходов. Такие лазеры генерируют излучение непрерывно, без дополнительного охлаждения и при токах накачки 10–100 мА.

Образование инверсной населенности в области pn-перехода представлено на рис. 4.

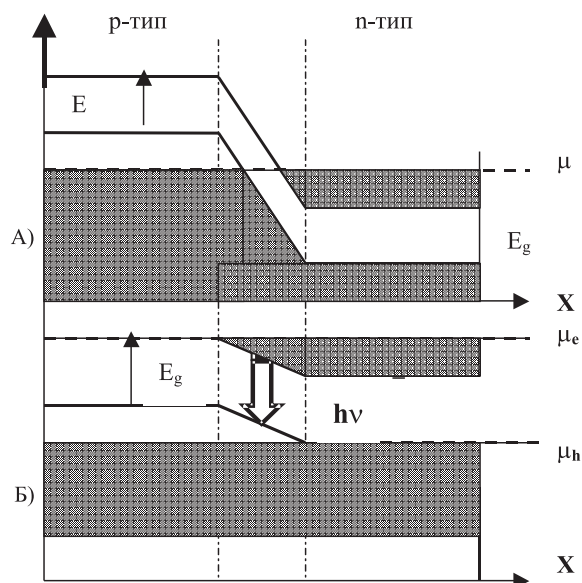


Рис. 4. Образование инверсной заселенности в области pn-перехода при наложении напряжения в прямом направлении: А – в отсутствие напряжения, Б – напряжение приложено

Если напряжения на электродах рп-перехода нет, уровень Ферми постоянен по всему переходу и, соответственно, ток носителей через переход отсутствует (рис. 4А). В этом случае по координате X не возникает области, где одновременно существуют занятые электронами состояния в зоне проводимости и свободные состояния (дырки) в валентной зоне: предпосылки создания инверсной населенности. Когда же к переходу приложено прямое напряжение $U \cdot e = E_g$, барьер понижается и в пределах рп-перехода появляется область перекрытия отмеченных состояний. При рекомбинации носителей, инжектированных в переход источником накачки, появляется излучение люминесценции. Вклад стимулированных переходов станет преобладающим, если вероятности вынужденного излучения будут превышать вероятности поглощения. Поскольку заселение состояний электронами и дырками в зонах определяются статистикой Ферми–Дирака:

$$F_c = \{1 + \exp[(E - \mu_e) / kT]\}^{-1}, \quad (11a)$$

$$F_v = \{1 + \exp[(E - \mu_h) / kT]\}^{-1} \quad (11b)$$

(здесь $\mu_{e,h}$ – квазиуровни Ферми для электронов и дырок), то вынужденное излучение будет преобладать при инверсии населенностей, а именно:

$$F_c (1 - F_v) - F_v (1 - F_c) > 0. \quad (12)$$

Неравенство (12) посредством (11) запишется как условие

$$\mu_e - \mu_h > h\nu. \quad (13)$$

Однако условие (13) не дает сведений об особенностях, которые отличают инжекционный лазер на гомопереходе от лазера на гетеропереходе. Физическое отличие таких лазеров состоит в степени локализации мод излучения Γ и тока накачки в активной области длиной L с потерями α_{los} и с отражением зеркал R [21]. Влияние локализации на усиле-

ние g формально можно учесть уже в общем выражении для условия генерации:

$$R_1 R_2 [\exp(2\Gamma g_{thrs} - \alpha_{los})L] = 1. \quad (14)$$

Усиление на пороге генерации g по форме (14) совпадает со следующим

$$g = A_g (N - N_g) = A_g (J\eta / e\gamma_{ef}d - N_g), \quad (15)$$

где A_g – усиление, N_g – плотность тока, при которой наступает усиление, e – заряд электрона, γ – эффективная скорость рекомбинации, d – ширина активной области, η – квантовая эффективность достижения носителями активной области, N – отношение плотности инжектируемых носителей к плотности инжекционного тока. Из равенства (15) видно, как растет эффективное усиление g с уменьшением ширины d рп-перехода. Поэтому гетероструктуры обеспечивают локализацию поля в рп-переходе и устремляют степень локализации к 1. Типично для гомоструктурного перехода $d \approx 1$ мкм и для гетероструктурного $d \approx 0,1$ мкм, что понижает порог генерации по току на порядок.

Метод, который используется для локализации тока, включает блокировку носителей материалом с шириной зоны большей, чем у активного рп-перехода. Если применен один блокирующий слой, возникает одинарная гетероструктура, если использованы два

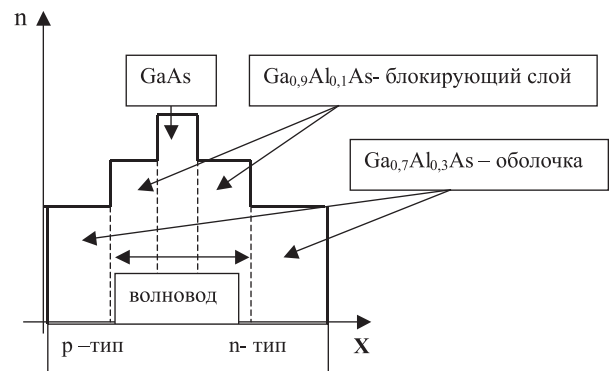


Рис. 5. Строение двойной гетероструктуры диодного лазера: n-коэффициент преломления, x-поперечный размер структуры

блокирующих слоя – двойная. Гетероструктуры выращиваются эпитаксией и возможны только в случае соразмерных постоянных решетки, например (GaAs–AlAs). Подобные блокирующие слои с большей шириной запрещенной зоны имеют меньший показатель преломления и потому одновременно выполняют роль оболочки волновода, необходимой для локализации поля. На рис. 5 показан поперечный разрез двойной гетероструктуры инжекционного лазера.

Технологическим отличием инжекционных лазеров (ИЛ) от газовых и твердотельных является то, что их изготовление происходит с участием высоких технологий. Однако готовые изделия – сами ИЛ – очень дешевые. Современная промышленность предлагает широкий спектр ИЛ, из которого следует сделать правильный выбор для лазерного зажигания топливных смесей. Термин ИЛ подразумевает 2 типа лазеров: лазерный диод – собственно ИЛ, который рассматривался выше и диодный ИЛ – система, включающая собственно ИЛ и фотодиод в цепи отрицательной обратной связи для стабилизации тока накачки и предохранения лазера от само-

разрушения. Внешний вид последнего лазера напоминает транзистор с 3-мя электродами и оптическим окном для вывода излучения (см. рис. 6).

Типичные диодные ИЛ имеют резонатор, образованный многослойными диэлектрическими зеркалами на торцевых гранях монокристалла в направлении, перпендикулярном к рп-переходу. С диаметром активной области, меньшей 1 мкм, дифракционная расходимость лазерного излучения растет до радиана 10-и. Более того, лазерный луч астигматичен и для качественной коллимации и фокусировки такого луча необходима астигматическая оптика.

Новый класс диодных ИЛ образуют структуры с резонатором, зеркала которого параллельны плоскости рп-гетероперехода. Этот класс ИЛ характеризуется вертикально ориентированным резонатором (ДЛВОР) по сравнению с традиционными ИЛ, имеющими горизонтально ориентированный резонатор (ДЛГОР). Сечение лазерного пучка типичного ДЛВОР представляет кружок диаметром от 5 до 25 мкм с пропорциональным уменьшением дифракционной расходимости

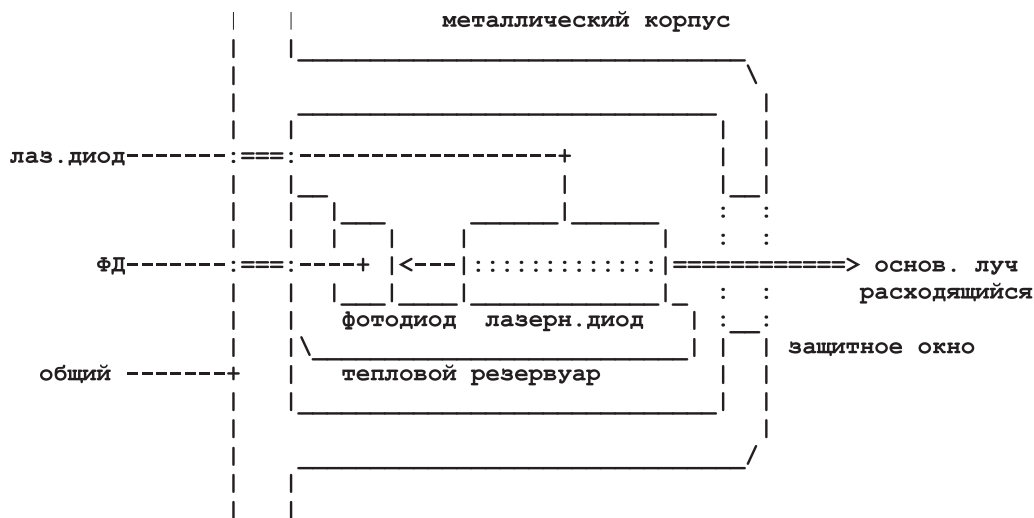


Рис. 6. Конструкция диодного лазера. В его составе лазерный диод и фотодиод в цепи отрицательной обратной связи для стабилизации тока накачки ниже критического разрушающего значения

по сравнению с пучками $0,1 \times 1$ мкм обычного ИЛ, поэтому коррекции астигматизма для пучков ДЛВОР уже не требуется. Из-за относительно широкой активной области ее разрушение здесь также не опасно, поэтому потребность в отрицательной обратной связи отпадает. Из-за очень малой длины резонатора генерация ДЛВОР происходит на одной продольной моде. К сожалению, уровень мощности таких лазеров в непрерывном режиме на сегодня не превышает 50 мВт, что недостаточно для применений в рассматриваемой системе. Однако есть все основания полагать, что этот класс ИЛ со временем станет доминирующим в разных сферах применения.

Традиционные ИЛ типа ДЛГОР имеют сегодня более подходящие параметры выходного излучения при работе в импульсном режиме. Если при переходе от непрерывного режима генерации к импульсному сохранять величину среднего тока накачки ниже критического значения, то в некоторых пределах лазер будет работать, как работали лазерные диоды на заре их создания. Однако с ростом

импульсного тока приходится повышать и напряжение, а их произведение для данного перехода определяет ресурс работы лазера (произведение определяет тепловое напряжение внутри перехода). Поэтому прогресс по увеличению мощности ИЛ в импульсном режиме по сравнению с непрерывным заметно меньше. Тем не менее импульсные ИЛ разрабатываются и поступают на рынок (фирма OSRAM Opto Semiconductors). Более технологичным способом увеличения мощности ИЛ является синхронизация нескольких ИЛ в линейках и сборках, поскольку габариты позволяют интегрировать их в отдельный модуль. На рис. 7 представлена диаграмма состояния разработок мощных ИЛ. Мощность ИЛ типа ДЛГОР, излучающих в области 400–1 500 нм, обратно пропорциональна длине волны генерации. Это типично для 2–3-модовых лазеров с пучком, имеющим незначительную астигматичность. Для зажигания топливных смесей на основе алканов, согласно вышеизложенному, пригодны лазеры с длиной волны меньше 950 нм. Именно в области 700–800 нм сборки ИЛ на GaAs до-

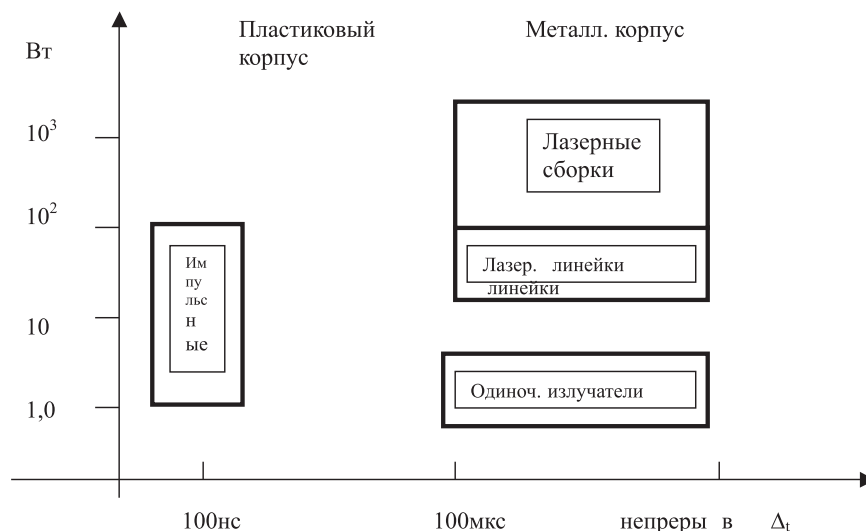


Рис. 7. Состояние разработок мощных импульсных лазеров по данным фирмы Osram. Достигнутые значения параметров по мощности (длительности) обведены прямоугольниками

Характеристики лазера	Параметры излучения
Цилиндрический стержень Nd^{3+} :ИАГ \varnothing 6мм Накачка от диодных лазеров через кварцевый волновод \varnothing 800мкм Макс. мощность накачки – 2кВт	Оптический КПД при $P_r = 750\text{Вт}$ – 40%, Электрический КПД = 10% Режим непрерывной генерации – многомодовый

стигают мощностей до 10 Вт и больше в непрерывном режиме. Однако линейки и сборки синхронизованных ИЛ непригодны для формирования качественного пучка с возможностью его эффективной фокусировки, как этого требует поставленная задача (качество пучка M^2 определяется отношением его расходимости к расходимости эквивалентного гауссового пучка и в пределе равно 1).

Достигнуть уровня пиковой мощности в несколько кВт в пучке предельно высокого качества стало возможным с развитием методов накачки ИЛ материалов на Nd^{3+} в кристаллических матрицах. В первую очередь, это среды на основе Nd^{3+} :ИАГ в моно- или поликристаллической (прозрачная керамика) матрице. Ион Nd^{3+} в ИАГе имеет значительное поглощение (до 10 см^{-1}) в спектральной области 790–820 нм, в которой излучение ИЛ на основе GaAs достигает наибольшей мощности. В результате возможна замена неэффективной накачки от ксеноновых ламп излучением ИЛ. Эффективность замены проявляется в более полном использовании энергии накачки и снижении тепловой нагрузки на лазерный элемент (с соответствующим

снижением требований к системе охлаждения). Линейки ИЛ располагаются либо вдоль цилиндрической поверхности активного элемента Nd^{3+} :ИАГ, либо возможна накачка от одной сборки ИЛ через торец активного элемента. Приведем таблицу с параметрами Nd^{3+} :ИАГ лазера с диодной лазерной накачкой, вводимой через боковую грань цилиндрического активного элемента [22].

От режима непрерывной генерации не сложно перейти к импульсному режиму с применениемборок ИЛ, имеющими частоты повторения до 100 Гц, необходимых при работе двигателя. Модуляция добротности Nd^{3+} :ИАГ достигается электрооптическим, акустооптическим или пассивным (основанным на насыщении поглощения) методами. (рис. 8). С учетом ограничений на габаритные размеры более пригодной может оказаться схема ввода накачки Nd^{3+} :ИАГ через его торцевую поверхность. Из-за спектрального уширения соответствующего перехода в алканах, а также значительной интенсивности излучения в фокусе линзы, выбор активной среды Nd^{3+} :ИАГ с длиной волны 1,064 нм, несколько отличной от 970 нм,

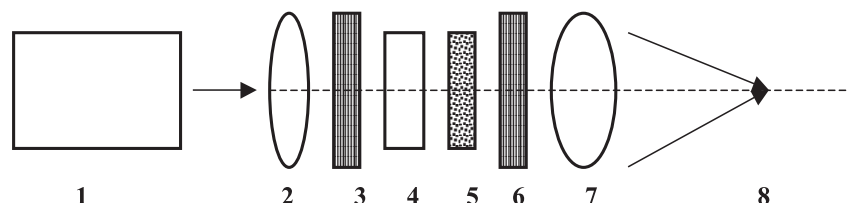


Рис. 8. Возможная оптическая схема лазерной системы зажигания на основе следующих компонент: 1 – линейка диодных лазеров на 800 нм, 2 – фокусирующая оптика, 3, 6 – зеркала полусферического резонатора, 4 – активный элемент Nd^{3+} :ИАГ, 5 – пассивный модулятор, 7, 8 – фокусирующая оптика и лазерная плазма в топливной смеси

практического влияния на порог зажигания может не оказывать. По своей сути предложенное решение совпадает с выбором фирмы CRT (Carinthian Tech Research AG) совместно с AVL List GmbH, упомянутыми выше. Весь конструктив такого лазера может принять размер большого карандаша и поэтому может быть размещен в непосредственной близости к двигателю. Инженеры CRT намерены размещать его непосредственно в посадочном месте для стандартной свечи зажигания. Электрические задержки и длительности импульсов малы в сравнении с периодом следования импульсов зажигания, поэтому все решается за счет электронного управления токовыми импульсами накачки на ИЛ. Однако подобное решение осложняет работу лазера из-за больших перепадов температуры. Представляется более технологичным лазерную "свечу" зажигания термоизолировать от корпуса двигателя и вводить оптическое излучение через термостойкое оптическое окно (сапфир, кварц и др.). Это существенно снизит перепад температур, которым будет подвержен лазер, а его удаление с цилиндра, сопровождаемое применением более

длиннофокусных линз, можно компенсировать путем увеличения входной мощности (линза 7 на рис. 8). В заключение приведем параметры коммерческого Nd³⁺:ИАГ DTL-324Q лазера с пассивной модуляцией добротности и диодной накачкой от компании Power Technology, Inc.:

размеры излучателя – 9×26×20см;
длительность импульса – ~ 10 нс;
энергия в импульсе на частотах 1 КГц – > 100 мкДж.

Можно предположить, что на частотах следования до 100 Гц энергию в импульсе можно увеличить на порядок.

4. ВЫБОР ОПТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ ФОКУСИРОВКИ

Фокусное расстояние для линзы 7, конструктивно совмещенной с лазерной системой на рис. 8., выбирается из требования локализации фокуса в областях цилиндра со сжатой топливной смесью. Поскольку диаметр фокального $\cong 4\lambda(F/\varnothing)/\pi$ определяет необходимую для зажигания интенсивность, то

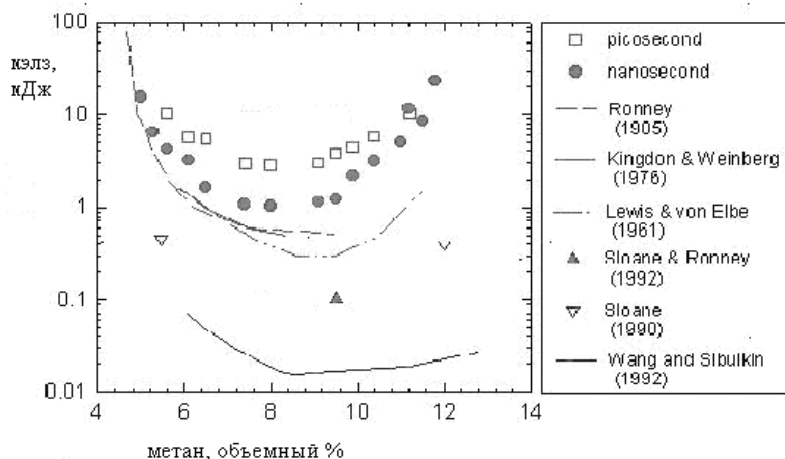


Рис. 9. Зависимость минимальной необходимой энергии для лазерного зажигания (в мДж) в воздушно-метановой смеси при давлении 1 атм от содержания метана (объемные проценты); в теории (линии) и эксперименте (значки)

мощность лазерного излучения на входной апертуре линзы остается свободным параметром (при $F \approx 5$ см и длине волны лазера $\lambda \approx 900\text{--}1064$ нм в зависимости от того, используем ли мы только импульсный ИЛ или лазер Nd^{3+} :ИАГ по схеме рис. 8). Для расчета и выбора линзы необходимо знать минимальную энергию лазерного зажигания (МЭЛЗ) для топливной смеси метана. Приведенные на рис. 9 данные, взятые из [23–26], показывают, что поджиг этой смеси имеет минимум МЭЛЗ по объемному процентному содержанию метана. Это указывает на существование оптимальной для начала взрывного горения концентрации H , возникающей в результате лазерной фотодиссоциации CH_4 . Сопоставление экспериментальных значений МЭЛЗ с

нано-, и пикосекундной длительностями свидетельствуют о меньшем МЭЛЗ для излучения большей длительности в согласии с оценками по формуле (10). Экспериментальные значения МЭЛЗ у ряда авторов практически совпадают, а теоретические оценки дают заниженную на порядок величину МЭЛЗ. Для последующих расчетов выберем значение $\text{МЭЛЗ} = 1$ мДж. На рис. 10. для CH_4 представлены области давлений топливной смеси (1 атм = 1,01325 бар), достижимые с лазерным зажиганием. Видно, что в сравнении с электроискровым лазерное зажигание достигается в более широкой области давлений [28–29]. Используя данные по МЭЛЗ, можно определить пороговую интенсивность зажигания с безаберрационной линзой с известными F, \varnothing, λ :

$$I_{ign} = 4E_{\text{мэлз}} / \Delta t \pi (D_{min})^2. \quad (16)$$

Это завышенная интенсивность в фокусе, вызывающая зажигание топлива с данной линзой. Поскольку авторы [23–26] не использовали безаберрационных линз, то полученные ими значения МЭЛЗ вероятно завышены. Сферическая абберация ухудшает фокусировку вследствие отклонения от теоретического распределения диска Эйри в продольном и поперечном направлениях, другими словами – вследствие увеличения фокального объема. Его диаметр при наличии одной сферической поверхности линзы определяется выражением [27]:

$$D_{ab\ min} = 2,44\lambda F / \varnothing + k_i (\varnothing)^3 / F^2, \quad (17)$$

из которого следует, что вклад сферической абберации k_i растет с диаметром пучка на линзе, поэтому размер фокального пятна имеет минимум по диаметру пучка. Так что при выборе системы фокусировки следует стремиться к минимальной сферической абберации. С этой целью можно применять линзы с асферической поверхностью (имеются технологические сложности изготовления таких

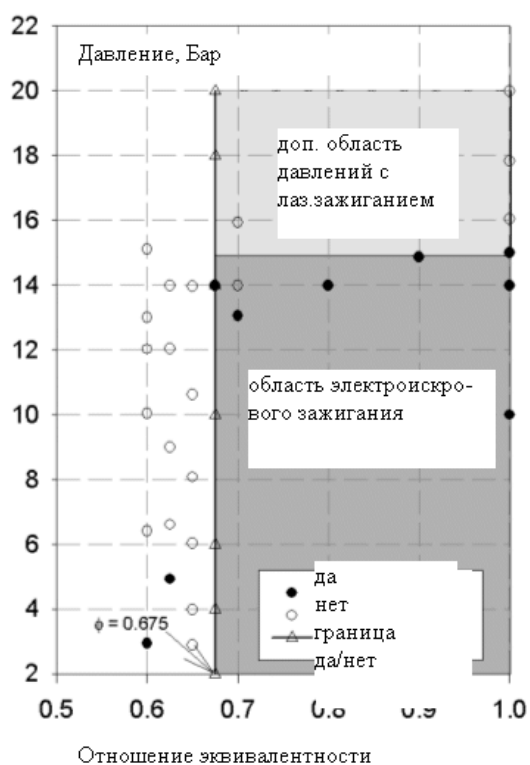


Рис. 10. Области давлений топливной смеси на метане, зажигание в которых достижимо от лазерной и электроискровой систем для разных отношений их эквивалентности

поверхностей) либо применять такую комбинацию двух линз (дублет), когда сферические aberrации разных знаков вычитаются. К такому результату приводит комбинация положительной и отрицательной линз. Но даже при работе с одной линзой можно достичь минимума aberrаций. С этой целью вводится параметр линзы Коддингтона $q = (\gamma_2 + \gamma_1) / (\gamma_2 - \gamma_1)$, где γ – кривизна поверхностей линзы [28]. На рис. 11 представлены результаты расчета aberrаций для собирательных линз от параметра q [28]. Очевидно, что даже ориентация линзы относительно входящего пучка влияет на величину aberrации: для ориентации с $q = -1$ aberrации в несколько раз выше, чем для $q = +1$, а минимальные aberrации достигаются при $q = 0,75$ – 1 мм и 200 мкм для продольной и поперечной aberrаций соответственно. Поскольку нам нужно получить фокальный объем на порядок меньше, следует вывод о неэффективности применения одиночной линзы при выбранной величине фокального числа $F / \varnothing = 5$. На практике лазерный пучок в системе на рис.8. по порядку величины 1–2 мм. Поправка на увеличение фокального пятна вследствие сферической aberrации при этом составит меньше 1 мкм, что пренебрежимо мало в сравнении с дифракционным размером пятна ≈ 50 мкм.

Требование к дублету состоит в том, чтобы выбрать комбинацию двух линз, при ко-

торой величина сферической aberrации при малых фокальных числах будет меньше дифракционного размера пятна. Другими словами, в формуле (17) второй член должен стать малым по сравнению с первым при требуемых фокальных числах. Фокусное расстояние для дублета линз, установленных на расстоянии d , определяется формулой из [27]:

$$F = F_1 F_2 / (F_1 + F_2 - d). \quad (18)$$

При известных величинах коэффициентов продольной сферической aberrации (ПСА) наиболее применяемых линз, а именно: плосковыпуклой и плосковогнутой – $k_1 = 1,069$, симметрично выпуклой и симметрично вогнутой – $k_2 = 0,403$, выпукло-плоской и вогнуто-плоской – $k_3 = 0,272$, можно выбрать дублет с полной компенсацией сферической aberrации, следуя простому алгоритму [28]:

$$\text{ПСА}_{ij} = 0 = k_i F_i / (F/\varnothing)^2 - k_j F_j / (F/\varnothing)^2. \quad (19)$$

Отсюда следует, что искомое отношение фокусных расстояний $F_i / F_j = k_j / k_i$. Выбор дублета производим из требуемого значения фокусного расстояния F дублета, приняв для уменьшения его габаритов $d = 0$.

5. ВЫВОДЫ

Лазерное зажигание, кроме возможного применения в двигателях внутреннего сгорания,

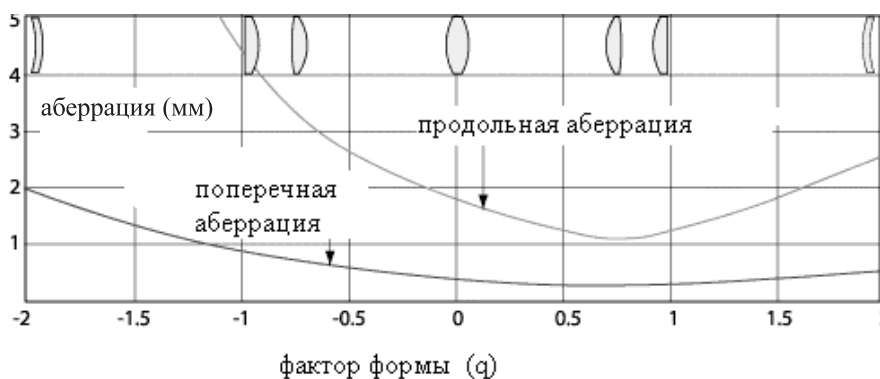


Рис. 11. Aberrации простой линзы (в мм) как функция q -фактора формы при $F = 100$ мм, $n = 1,5182$, $\varnothing = 20$ мм [27]

представляет интерес для использования на ракетных и газотурбинных двигателях. В национальной лаборатории США в Лос-Аламосе разрабатывается многоимпульсное лазерное зажигание (задержка между импульсами < 100 нс) потока углеродного топлива при рекордно низком давлении в камере. Многоимпульсный формат зажигания основан на увеличении времени жизни лазерной плазмы в сравнении с одноимпульсным зажиганием. В этом формате первоначальный лазерный импульс используется для получения первичной плазмы, а второй импульс меньшей мощности поступает для ее подпитки. Такая система эффективна при непрерывной подаче топлива в ракетных двигателях.

Итак, в обзоре рассмотрены следующие вопросы проблемы лазерного зажигания топливных смесей на основе алканов:

1. Физика процесса зажигания алканов, заключающаяся, по нашему мнению, в одnofотонной фотоионизации молекул алканов лазерным светом с последующей их диссоциацией на атомарный водород и радикалы, с достижением критической концентрации которых начинается автокаталитическая реакция горения топливной смеси.
2. Несмотря на специфику лазерного зажигания топливных смесей для оценки и минимизации критической интенсивности лазерного пробоя могут быть использованы модели теории лазерного пробоя нейтральных газов.
3. Рассмотрено современное состояние работок диодных ИЛ и просто ИЛ и сделано заключение о недостаточной их мощности для непосредственного зажигания. Однако ИЛ пригодны в качестве источников накачки миниатюрных лазеров на Nd^{3+} :ИАГ с модуляцией добротности, уже способных обеспечить уровень мощности, необходимый для зажигания.
4. Рассмотрен и проанализирован узел фо-

кусировки излучения в топливную смесь с минимизацией сферической абберации для достижения критической интенсивности зажигания при минимальной входной мощности.

ЛИТЕРАТУРА

1. **L. de Yong, Tam Nguyen, J. Waschl.** Laser Ignition of Explosives, Pyrotechnics and Propellants: a Review. – Melbourne Victoria, DSTO Aeronaut. and Maritime Research Lab. – 1995.
2. **Райзер Ю. П.** Физика газового разряда. – М.: Наука, 1992. – 360 с.
3. **Островская Г. В., Зайдель А. Н.** Лазерная искра в газах. // УФН. – 1973. – т. 111, № 4. – С. 579–615.
4. **Келдыш Л. В.** Ионизация в поле сильной электромагнитной волны. // ЖЭТФ. – 1964. – т. 47, в. 5. – С. 1945–1957.
5. **Бункин Ф. В., Прохоров А. М.** Возбуждение и ионизация атомов в сильном поле злучения. // ЖЭТФ. – 1964. – т. 46, в. 3. – С. 1090–1097.
6. **Gold A. H., Bebb H. B.** Multyphoton Ionization of Hydrogen and Rare-Gas Atoms Phys. // Rev. Rev. – 1966. – v. 14, № 1. – P. 1–24.
7. **Воронов Г. С., Делоне Г. А., Делоне Н. Б.** Возмущение магнитного поля плазмой лазерной искры. // ЖЭТФ. – т. 51, в. 6. – С. 1660–1664.
8. **Делоне Г. А., Делоне Н. Б.** Роль связанных состояний в процессе многофотонной ионизации. // ЖЭТФ. – т. 54, в. 4. – С. 1067–1068.
9. **Зельдович Я. Б., Райзер П.** О лавинной ионизации газа под действием светового импульса. // ЖЭТФ. – т. 47, в. 3. – 1150–1162.
10. **J. R. Wright.** Theory of electron breakdown of gas by intense pulse of light. // Proc. Phys. Soc. – v. 84. – P. 41–53.
11. **Рютов Д. Д.** Теория пробоя благородных газов на оптических частотах. // ЖЭТФ. – т. 47, в. 6. – С. 2194–2206.
12. **Аскарьян Г. А., Рабинович М. С.** Лавинная ионизация среды под действием вспышки интенсивного света. // ЖЭТФ. – т. 48, в. 4. – С. 290–294.
13. **Барышин В. А., Хохлов Р. В.** К вопросу о механизме светового пробоя газов. // ЖЭТФ. – т. 50, в. 1. – С. 472–473.
14. **Афанасьев В., Беленов Э. М., Крохин О. Н.** Лавинная ионизация газа мощным ультракоротким импульсом света. // ЖЭТФ. – т. 56, в. 1. – С. 256–263.
15. **Афанасьев В., Беленов Э. М., Крохин О. Н.,**

- Полужков И. А.** Лавинная ионизация газа при оптическом пробое в широком диапазоне потоков. // ЖЭТФ. – т. 57, в. 2. – С. 58–584.
16. **Moore J. A., Jones W. D.** Alkane. – In AccessScience@McGraw-Hill – <http://www.accessscience.com>, DOI 10.1036/1097-8542.023200, Nov. 22, 2004.
17. **Beer J. M.** Combustion. – In AccessScience@McGraw-Hill – <http://www.accessscience.com>, DOI 10.1036/1097-8542.150600, April 10, 2000.
18. **Прохоров А. М.** Физическая энциклопедия. – М.: СЭ, 1988. – С. 515–516.
19. **Герцберг Г.** Электронные спектры и строение многоатомных молекул. – М.: Мир, 1969. – 772 с.
20. Press Release CRT. Laser Ignition Can Be Used For Combustion Development. – http://www.ctr.at/carinthian_tech_research_english/news_presse/presseaussendungen/20060113laser_generartion2.php?Jan.1.,2006.
21. **Chow W. W., Koch S. W.** Semiconductor – Berlin – Heidelberg – New York, Springer Verlag, Laser Fundamentals. – 1999. – 240 P.
22. **Webb C. E., Jones J. D. C.** Handbook of laser Technology and Application. – Bristol and Philadelphia, Institute of Physics Publishing, 2004. – 2575 P.
23. **Dale J. D., Smy P. R., Clements R. M.** Laser ignited internal combustion engine – an experimental study. // Soc. of Automotive Eng. Techn., Paper Series 780329, Cobo Hall, Detroit. – 1978. – P. 1–10.
24. **Ronney P. D.** Laser versus conventional ignition of flames. // Optical Engineering. – 1994. – v. 33, № 2. – P. 510–521.
25. **Ma J. X.** Laser Spark Ignition and Combustion Characteristics of Methane-Air Mixtures. // Combustion and Flame. – 1998. – V. 112. – P. 492–506.
26. **Burgess D. S.** Nd:YAG Replaces Spark Plug in Lean-Burn Engine. // Photonics Technology world. – November 2002.
27. **Kidger M. C.** Principles of Lens Design. // Proc. SPIE. – 1992. – CR41-P. – P. 30–53.
28. **Welford W. T.** Aberrations of Optical Systems. – Bristol, IOP Publishing Ltd. – 1991. – P. 105–128.

Є. О. Тихонов, Г. С. Логінов. АНАЛІЗ ФІЗИЧНИХ ОСНОВ І ТЕХНІЧНИХ МОЖЛИВОСТЕЙ РЕАЛІЗАЦІЇ ЛАЗЕРНОГО ЗАПАЛЮВАННЯ ТОПЛИВНИХ СУМІШЕЙ.

Анотація: Розглянуто сучасний стан і фізичні основи лазерного запалювання паливних сумішей в двигунах внутрішнього згорання як можливої альтернативи існуючому електроіскровому. Стимулюючими чинниками розвитку лазерної технології є енергозбереження, вимоги екології і технічні переваги безелектродного запалення. Наведені приклади технічних розробок діодних лазерів і лазерів з діодним збудженням як вірогідних претендентів на цю роль.

Ключові слова: лазерні технології, лазерне запалювання, паливна суміш, діодний лазер, лазерна плазма, фотоіонізація, фотодисоціація алканів, накачування, фокусування, сферична аберация.

E. A. Tikhonov, G. S. Loginov. ANALYSIS OF BASICS AND TECHNICAL POTENTIALITIES OF LASER IGNITION OF FUEL INTERMIXTURES.

Abstract: Current state and basics of laser ignition of fuel intermixtures in internal combustion engines as the possible alternative of an existing electrodeless one are viewed. Incentive factors of development of the laser technology are energy conservation, ecology requirements and technical advantages of electrodeless ignition. Technical projects of diode lasers and lasers with diode pumping as probable applicants for this role are cited as examples.

Keywords: laser technologies, laser ignition, fuel intermixture, diode laser, laser plasma, photoionization, photodissociation of alkanes, laser pumping, focusing, spherical aberration.

Надійшла до редакції 29.12.06