

Лазерная локация металлической мишени в горящем газовом факеле

Ю.А.Кротов

Теоретически проанализирована возможность определения лазерным дальномером положения металлической мишени в пламени газового факела. Учтено влияние состава горящего газа и режима его горения на оптические параметры факела, на возможность выделения сигнала от мишени на фоне отраженного от факела сигнала, а также на точность определения положения мишени в факеле.

Ключевые слова: лазерный дальномер, оптика пламени, оптика мутных сред.

1. Введение

Проблема очистки устья газовой скважины от металлоконструкций (фрагменты вышки, газовая арматура и т. п.) стимулировала создание мобильного лазерного технологического комплекса МЛТК-50 с импульсно-периодическим CO₂-лазером со средней мощностью 50 кВт [1]. Для наведения и фокусировки рабочего излучения мощного CO₂-лазера необходимо предварительное определение координат элементов металлоконструкций с характерными поперечными размерами 10–20 см, находящихся внутри горящего газового факела диаметром порядка 10 м, лазерным дальномером (ЛД) с погрешностью порядка 5–50 см. Минимальные рабочие расстояния до пламени определяются допустимыми нормами поверхностных плотностей тепловых потоков от горящих газовых фонтанов с характерным дебитом несколько миллионов кубических метров в сутки и для людей без средств спецзащиты и для техники не должны быть менее 100 и 50 м соответственно.

Поглощение, рассеяние, рефракция и дисперсия при прохождении лазерного импульса локации до цели и обратно и наложение на него сигнала, отраженного от пламени, в виде помехи обратного рассеяния (ПОР) и фонового излучения горящего факела требуют предварительного теоретического анализа вопроса с построением модели горящего факела как среды с оптическими характеристиками, зависящими от состава и режима горения газовой смеси.

2. Модель горящего газового факела как оптической среды

Для расчета вышеупомянутых характеристик оптическая среда газового факела предполагалась состоящей из мелкодисперсных частичек сажи со средним радиусом a , комплексным коэффициентом преломления на заданной длине волны излучения m и концентрацией N , определяе-

мой составом горящего газа и режимом горения. Учитывались оптические параметры не только сажи, но и газовых компонентов пламени.

Коэффициенты рассеяния и поглощения, а также индикатриса рассеяния для частиц сажи рассчитывались через дифракцию электромагнитного поля плоской волны на сферических частицах [2, 3] с комплексным коэффициентом преломления, зависящим от длины волны и температуры [4–6]. Для углеводородного газового пламени радиусы частичек сажи лежат в диапазоне 200–900 Å со средним радиусом порядка 500 Å; если же в фонтане есть жидкая фаза, то капли науглероживаются и могут достигать размеров порядка 1 мкм [6, 7]. Считая частицы сажи сферами с радиусом 500 Å и показателями преломления $m = 1.6 - 0.5i$ и $1.7 - 0.6i$ на длинах волн 0.53 и 1.06 мкм соответственно и ограничиваясь пятью членами разложения по параметру $2\pi a/\lambda$ в теории Ми [2], получаем сечения рассеяния и поглощения (экстинкции) частицы сажи на заданной длине волны.

Для оценки содержания сажи в пламени была использована модель недорасширенного диффузионного турбулентного горения чисто газовой смеси (без жидкой фазы) [6, 8]. Концентрацию частиц сажи N можно оценить, зная коэффициент эмиссии сажи χ (отношение выхода сажи к поступлению углерода), который для углеводородного пламени сильно зависит от состава горючего и режима горения [4, 7]. При этом необходимо знать расход газа, его состав и объем пламени. Для мощных недорасширенных газовых фонтанов расход газа Q (в м³/сут.) оценивается через высоту фонтана H (в метрах) [8] как

$$Q(H) = 2.33 \times 10^3 H^2. \quad (1)$$

Отсюда, зная высоту фонтана, коэффициенты эмиссии сажи для углеводородных газов, удельную плотность сажи и средний размер частиц, легко оценить концентрацию частиц сажи. Так, в метановом факеле высотой 20 м с коэффициентом $\chi = 0.0015$, плотностью сажи 3 г/см³ и средним размером частиц порядка 5×10^{-6} см концентрация частиц составляет примерно 5.5×10^6 см⁻³, что хорошо согласуется с результатами расчетов по экспериментальным данным для горения метана, этилена, этана

Табл.1.

λ (мкм)	a (Å)	Сажа ацетилена		Сажа метана		Газы и пары	
		Коэффициент поглощения (10^{-2} см^{-1})	Коэффициент рассеяния (10^{-4} см^{-1})	Коэффициент поглощения (10^{-4} см^{-1})	Коэффициент рассеяния (10^{-5} см^{-1})	Коэффициент рассеяния (10^{-8} см^{-1})	Коэффициент поглощения (см^{-1})
1.06	500	0.7	0.9	1.1	0.13	0.5	10^{-5}
	1000	1.05	1	1.5	1		
0.53	500	1.9	10	2.75	1.4	8	Полосы Свана
	1000	2.3	70	3.25	10		

и ацетилена [5]. Если при этом учесть, что коэффициент эмиссии сажи для этана такой же, как и для метана, для этилена, пропана и бутана – в 3 раза больше, а для ацетилена – в 70 раз больше [5], чем для этана, то эти расчеты можно провести для любой газовой смеси при известном ее составе.

Исходя из вышеприведенных результатов, рассчитывается ослабление сигнала за двойной проход через десятиметровый факел из-за рассеяния и поглощения на саже. Так, для метанового пламени сигнал ослабляется на один порядок, в то время как для ацетиленового – на 12 порядков, что указывает на принципиальную важность знания газовой смеси горючей смеси.

Кроме сажи учитывался также вклад газовых компонентов пламени в рассеяние и поглощение. Рэлеевское рассеяние на флуктуациях плотности газа и поглощение для газовой компоненты пламени рассчитывались на основе модели стандартной атмосферы с заменой в ее процентном составе кислорода продуктами горения и с учетом высокой температуры пламени: $T = 1500 - 2000 \text{ К}$ [9–11]. Газовая среда углеводородного пламени отличается от стандартной атмосферы почти полным отсутствием кислорода, который заменяют продукты горения: пары воды, CO_2 , CO , OH и несгоревшие углеводороды. При этом необходимо отметить, что объемное влагосодержание углеводородного пламени обычно на порядок превышает объемное влагосодержание стандартной атмосферы, а при наличии большого количества водорода в горючей смеси может достигать нескольких десятков процентов [12]. Учет повышенной влажности и температуры пламени приводит как к дополнительному рэлеевскому рассеянию, так и к поглощению (особенно в области 1.06 мкм на молекулах воды).

Все расчеты проводились для двух длин волн (1.06 и 0.53 мкм) и двух характерных средних размеров частиц сажи (500 и 1000 Å), а концентрация сажи рассчитывалась для двух крайних по сажевыделению углеводородных газов: метана – с самым низким сажевыделением и ацетилена – с самым высоким. Основные результаты расчетов коэффициентов поглощения и рассеяния на твердом (сажа) и газовом компонентах пламени приведены в табл.1.

Сравнивая результаты рассеяния и поглощения на сажистых аэрозолях и на газовых компонентах пламени, заметим, что для длины волны 1.06 мкм коэффициент поглощения на парах воды существенно превышает коэффициент рэлеевского рассеяния, а коэффициенты поглощения и рассеяния на саже превысят коэффициент поглощения на парах воды при концентрации частиц сажи $10^6 - 10^7 \text{ см}^{-3}$ и более. При переходе на длину волны 0.53 мкм мы практически избавляемся от поглощения на парах воды (при этом, правда, необходимо учитывать поглощение на радикалах C_2 [12] (по-

лосы Свана)), но в 16 раз возрастает коэффициент рэлеевского рассеяния, в 2 раза – коэффициент поглощения на саже и на порядок – коэффициент рассеяния на ней. В этом случае рэлеевским рассеянием можно пренебречь, если концентрация частиц сажи превышает 10^3 см^{-3} .

3. Оценка интенсивности сигнала ПОР от горящего газового факела и ее сравнение с фоновой интенсивностью факела

Запишем известное выражение для мощности регистрируемого лидаром сигнала, обусловленного рассеянием короткого оптического импульса в мутной среде:

$$P_{\text{brs}} = P_0 \frac{S}{2\pi(r+z)^2} \frac{c}{n} \tau \alpha_s(z) f(\pi, z) \times \exp \left[-2 \int_0^{r+z} \varepsilon(x) dx \right], \quad (2)$$

где P_0 – мощность выходящего излучения; S – площадь приемника; $c/n\tau$ – длина импульса в среде; z – расстояние до рассеивающего объема в пламени; $\alpha_s(z)$ – коэффициент рассеяния в точке z ; $f(\pi, z)$ – индикатриса рассеяния назад; r – расстояние до пламени; $\varepsilon(z)$ – коэффициент экстинкции в точке z . Результаты расчета отношения P_{brs}/P_0 для двух длин волн, двух расстояний до пламени (100 и 50 м) и двух газов (метана и ацетилена) при рэлеевской индикатрисе рассеяния и длительности импульса порядка 10^{-8} с представлены в табл.2.

Табл.2.

λ (мкм)	Метан		Ацетилен	
	$H = 100 \text{ м}$	$H = 50 \text{ м}$	$H = 100 \text{ м}$	$H = 50 \text{ м}$
1.06	0.25×10^{-11}	10^{-11}	1.5×10^{-10}	6×10^{-10}
0.53	0.3×10^{-10}	1.2×10^{-10}	10^{-10}	4×10^{-10}

При оценке фоновой мощности факела на фотоприемнике ЛД пламя считалось черным телом с температурой T , которая для углеводородного пламени обычно находится в диапазоне 1400–2000 К. При температуре пламени $T = 1400 \text{ К}$ переход от $\lambda = 1.06 \text{ мкм}$ к $\lambda = 0.53 \text{ мкм}$ уменьшает фоновую мощность пламени в 500 раз, тогда как при $T = 2000 \text{ К}$ – только в 30 раз.

Полная мощность фонового излучения пламени, падающая на объектив фотоприемника площадью 40 см^2 и проходящая через интерференционный светофильтр с шириной полосы пропускания 20 нм при совмещении апертур приемника и передатчика, пропорциональна площади лазерного пятна на пламени. При угловой расходимости пучка порядка $2'$ это пятно на расстоянии 100 м имеет диаметр не более 5 см. В зависимости от

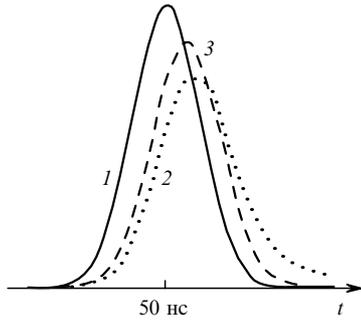


Рис.1. Деформация лазерного импульса гауссовой формы (1) при отражении от слабо рассеивающей среды – метанового факела (2) и от сильно рассеивающей среды – ацетиленового факела (3).

температуры пламени фоновая мощность находится в диапазоне $8 \times 10^{-8} - 1.5 \times 10^{-6}$ Вт для длины волны 1.06 мкм и в диапазоне $1.7 \times 10^{-10} - 5.8 \times 10^{-8}$ Вт – для длины волны 0.53 мкм. При мощности выходящего излучения ЛД порядка 2×10^6 Вт (энергия импульса 28 мДж на длине волны 1.06 мкм, длительность на полувысоте 12 нс) интенсивность сигнала ПОР как минимум на 2–3 порядка превышает фоновый сигнал от факела. Более подробно вопрос об излучательной способности пламени рассмотрен в работах [13–15].

В рамках теории функции Грина для нестационарного уравнения переноса электромагнитного излучения в мутных средах [16–18] в приближениях одно- и многократного рассеяния компьютерным моделированием решена задача об отражении лазерного импульса от газового факела. Оптические параметры факела считались однородными по поперечным размерам. Задача решена для двух различных форм лазерного импульса: симметричной (гауссовой) и с резким фронтом (экспоненциальной). При этом для метанового пламени, в котором характерное время рассеяния фотона более чем на порядок превышает длительность импульса локации, задача решалась в приближении однократного рассеяния, тогда как для ацетиленового пламени, в котором время столкновения фотона меньше или порядка длительности импульса, применялась гриновская функция уравнения переноса для многократного рассеяния [16].

Полученные результаты представлены на рис.1 и 2 и позволяют отметить принципиально различный характер поведения ПОР для слабо и сильно рассеивающих сред: в слабо рассеивающей среде происходит характерное затягивание заднего фронта импульса, а в сильно рассеивающей имеет место повторение его формы.

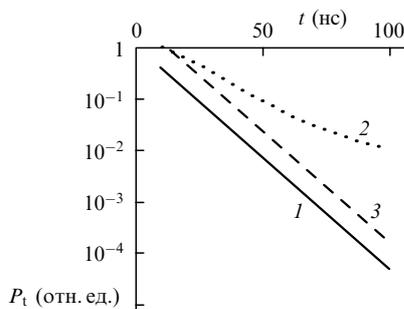


Рис.2. Деформация экспоненциально спадающего лазерного импульса (1) при отражении от слабо рассеивающей среды – метанового факела (2) и от сильно рассеивающей среды – ацетиленового факела (3).

4. Отраженный от цели сигнал и наложение на него сигнала ПОР

Мощность сигнала, отраженного от цели с диффузным коэффициентом отражения R , находящейся в факеле на глубине z , для согласованной оптики излучателя и приемника площадью S дается выражением

$$P_t = P_0 \frac{SRK}{\pi(r+z)^2} \exp(-2\varepsilon_a r) \exp(-2\varepsilon_f z), \quad (3)$$

где K равно единице или отношению поперечных размеров d_t и d_λ цели и пучка; $\varepsilon_{a,f}$ – коэффициенты экстинкции в атмосфере и пламени. Коэффициенты диффузного отражения для металла, покрытого слоем сажи толщиной не менее длины волны в саже, легко рассчитываются [5, 9] и на длинах волн 1.06 и 0.53 мкм равны 0.111 и 0.087 соответственно.

Найдем отношение мощности сигнала от цели к мощности ПОР для конфокальной геометрии излучателя – приемника, различных положений цели внутри факела, разных соотношений поперечных размеров цели и пучка и для двух крайних по сажевыделению газовых составов пламени (метан и ацетилен). Отношение сигнала от цели и сигнала ПОР $\eta = P_t/P_{brs}$. Тогда возможны четыре ситуации.

1. Цель перекрывает пучок полностью ($K = 1$), затухание мало ($1/\varepsilon \gg D$, где D – поперечный размер факела), цель находится в факеле на любой глубине $z < D$ и $z \gg ct/n$:

$$\eta_1 = 2R/[z\alpha_s f(\pi)]. \quad (4)$$

2. Цель перекрывает пучок частично ($K = (d_t/d_\lambda)^{1 \div 2}$), затухание мало, цель находится в факеле на любой глубине:

$$\eta_2 = \frac{2RK}{[z + (D-z)K]\alpha_s f(\pi)}. \quad (5)$$

3. Затухание сильное, цель находится глубоко в факеле ($L = 1/\varepsilon < ct/n \ll z < D$):

$$\eta_3 = \frac{2RK \exp(-2\varepsilon z)}{L\alpha_s f(\pi) \exp(-2\varepsilon L)}. \quad (6)$$

4. Затухание в пламени сильное, цель находится неглубоко в факеле ($z < 1/\varepsilon < ct/n < D$):

$$\eta_4 = \frac{2RK}{[z + (L-z)K]\alpha_s f(\pi)}. \quad (7)$$

Для метанового пламени в первом случае при длине волны 1.06 мкм $\eta_1 = 8 \times 10^5$ см/ z и может меняться в диапазоне $10^6 - 10^3$, а при длине волны 0.53 мкм $\eta_1 = 8 \times 10^4$ см/ z и может меняться в диапазоне $10^5 - 10^2$. Для ацетиленового пламени в третьем случае при изменении z от 100 до 1000 см для длины волны 1.06 мкм $\eta_3 = 80 \times \exp[-(2 \times 10^{-2} \text{ см}^{-1})z]$ и меняется в диапазоне $10^2 - 10^{-7}$, а для длины волны 0.53 мкм $\eta_3 = 1600 \exp[-(4 \times 10^{-2} \text{ см}^{-1})z]$ и меняется в диапазоне $10 - 10^{-14}$.

При компьютерном моделировании удается учесть влияние наложения сигналов от цели и ПОР на положение их максимумов и, следовательно, на точность измерения расстояния до цели при различных формах лазерного импульса, разных отношениях амплитуд сигналов ПОР и от цели и различных положениях цели в факеле.

Так, для гауссовой формы импульса и отношения амплитуд $1/1$ максимумы хорошо разрешаются, если расстояние между ними превышает длительность импульса τ . При этом они максимально сдвигаются навстречу друг другу, если расстояние между центрами импульсов $t_1 - t_2$ находится в диапазоне $(2 \div 3)\tau$. В нашем случае сдвиг максимален при $t_1 - t_2 = 2.25\tau$ и в случае равенства амплитуд сигналов достигает $(1/3 \div 1/5)\tau$, что при $\tau = (5 \div 6) \times 10^{-9}$ с приводит к погрешности определения расстояния порядка 50–30 см.

При гауссовой форме импульса, отношении амплитуд сигналов ПОР и от цели $10/1$ и расстояниях между импульсами, составлявших до трех полуширин, вторая вершина не разрешается, а наложение сводится к затягиванию соответствующего фронта более мощного импульса. И только начиная с расстояния между импульсами 3.5τ максимумы гауссовых сигналов четко дифференцируются, но смещения максимумов при этом практически не наблюдается. Для экспоненциальной формы импульса и отношений амплитуд $1/1$ и $10/1$ сигналы хорошо различимы уже при расстояниях между вершинами, равных $1/3$ длительности импульса. При этом даже если отношение амплитуд составляет $1/1$, то и тогда заметного сдвига вершин у суммарного сигнала при наложении сигналов ПОР и от цели не наблюдается.

5. Азимутальные погрешности

Возможная погрешность определения азимутального положения мишени в пламени газового факела обусловлена регулярной и случайной горизонтальной рефракцией лазерного импульса на пути до цели. Регулярная рефракция определяется градиентами показателей преломления в атмосфере и факеле и зависит, в основном, от градиентов температуры, влажности и давления в атмосфере и от градиентов плотности продуктов горения и температуры в пламени факела. Случайная рефракция обусловлена движением неоднородной оптической среды вследствие турбулентных процессов, и ее вкладом, видимо, можно пренебречь из-за достаточного низкого частот этих процессов и малых длин оптических трасс в атмосфере и пламени при длительностях лазерного импульса менее 10^{-8} с.

Оценка регулярной рефракции в атмосфере проводилась на основе стандартной зависимости градиента показателя преломления в атмосфере от длины волны излучения, градиентов температуры и влажности [10]. Для характерных перепадов температуры и влажности (их градиенты имеют разные знаки) на трассе длиной порядка 100 м от ЛД до пламени и длины волны излучения 1.06 мкм максимальный угол рефракции составляет $\sim 4 \times 10^{-5}$ рад, что на порядок меньше угла расходимости лазерного пучка, обеспечивающего на расстоянии 100 м пятно с поперечным размером не более 5 см.

Что касается регулярной рефракции в пламени, определяемой неоднородностями параметров пламени по его поперечному сечению, то оценка, проведенная на основе модели недорасширенного диффузионного турбулентного горения чисто газовой по составу углеводородной смеси [6, 7], дает при длине волны излучения 1.06 мкм для фонтанов с дебитом не менее 10^6 м³/сут. и диаметром факела 10 м погрешность азимутального определения положения цели порядка 10–15 см, а переход ко второй гармонике только ухудшает ситуацию.

6. Заключение

Теоретический анализ поглощения и рассеяния лазерного импульса в факеле горящего газа показал принципиальную зависимость коэффициентов этих процессов от состава и режима горения газа реальной скважины. В некоторых случаях сигнал ПОР может на много порядков превышать сигнал от цели, что делает практически невозможным обнаружение и измерение координат цели в факеле.

Сигнал от цели хорошо обнаружим, если он не более чем на порядок ниже сигнала ПОР и временной интервал между максимумами этих сигналов превышает полуширину лазерного импульса. При этом точность определения расстояния до цели ухудшается, особенно для импульсов симметричной формы с пологими фронтами. Переход в ЛД ко второй гармонике ($\lambda = 0.53$ мкм) в большинстве случаев (исключая фон от факела) ухудшает ситуацию.

В связи с вышеизложенным актуальным является получение экспериментальных данных о рассеянии и поглощении оптического импульса в реальных горящих газовых факелах. Это создаст предпосылки для постановки некоторых обратных задач рассеяния, в частности задачи восстановления оптических параметров факела по характеристикам отраженного сигнала. Что касается теории вопроса, то здесь, видимо, необходимо учесть влияние как крупномасштабных неоднородностей пламени из-за турбулентного характера горения, так и неоднородностей оптических характеристик факела по его поперечному сечению, обусловленных градиентами температуры и концентрации сажи и т. п., в различных режимах горения, а также рассмотреть перспективы использования поляризованного излучения в данной задаче.

Автор благодарит В.А.Пашкова и Ю.В.Абазадзе за плодотворные дискуссии по представленной теме и материальную поддержку при работе над ней.

1. Красюков А.Г. *Лазер-Информ*, **210-211**, № 3-4, 4 (2001).
2. Mie G. *Annal. der Phys.*, **25**, 377 (1908).
3. Борн М., Вольф Э. *Основы оптики* (М.: Наука, 1973).
4. *Encyclopedia of industrial chemical analysis* (London: Interscience Publ., 1967, v.2, p.11).
5. Левашенко Г.И., Симоньков В.В. *Физика горения и взрыва*, **31**, 70 (1995).
6. Thring M.W. et al. *Combustion and Flame*, **22**, 503 (1974).
7. Becker H.A., Liany D. *Combustion and Flame*, **44**, 305 (1982).
8. Ахметов Д.Г. *Физика горения и взрыва*, **30**, № 6, 25 (1994).
9. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. *Электродинамика сплошных сред* (М.: Наука, 1982).
10. Зуев В.Е. *Распространение лазерного излучения в атмосфере* (М.: Радио и связь, 1981).
11. Зуев В.Е., Кабанов М.В. *Оптика атмосферного аэрозоля (Сер. «Современные проблемы атмосферной оптики»)* (Л.: Гидрометиздат, 1987, т.4).
12. Полуэктов Н.С. *Методы анализа по фотометрии пламени* (М.: Химия, 1967).
13. De Faveri D.M. et al. *Hydrocarbon Processing*, **64**, № 5, 89 (1985).
14. Coppale A., Vervisch P. *Combustion and Flame*, **49**, 101 (1983).
15. Howarth C.R. et al. *Proc. Intern. Heat Transfer Conf. AICRE* (Chicago, 1966, v.5, p.122).
16. Зеге Э.П., Иванов А.П., Кацев И.Л. *Перенос изображения в рассеивающей среде* (Минск: Наука и техника, 1985).
17. Скрелин А.Л., Иванов А.П., Калинин И.И. *Физика атмосферы и океана*, **6**, 889 (1970).
18. Кацев И.Л., Иванов А.П. *Вестник АН БССР. Сер. физматнаук*, № 4, 102 (1968).