

ОСОБЕННОСТИ ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА В ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОМ ПОЛЕ ПРИ ГОРЕНИИ ЖИДКОСТЕЙ

И.А. Зырянов, С.М. Решетников, Л.Т. Гребенщиков,

Вятский государственный университет, г. Киров, Россия

Эксперименты, проведенные авторами в работах [1,2], указывают на резкое, на порядок, увеличение скорости горения углеводородных жидкостей при наложении электрического поля на границу раздела фаз. Показано, что за это несёт ответственность изменение механизма фазового перехода. Данная работа посвящена изучению возникновения и реализации взрывного вскипания жидкости в результате воздействия электростатического поля при горении предельных углеводородов.

Экспериментальная часть

В работе [1] исследовалась скорость горения жидкостей в электрических полях, и было получено аномальное увеличение скорости горения, причиной чего является смена режима фазового перехода. Исследования проводились на кварцевой горелке диаметром 14 мм., электрическое поле создавалось локально на границе раздела фаз. В качестве топлив использованы жидкости ряда предельных углеводородов: декан, ундекан, додекан, тридекан, тетрадекан.

Наложение поля напряженностью 10 – 60 кВ/м на границу раздела фаз изменяет процесс горения. Высота факела возрастает в 5-10 раз. Соотношение размеров пламён представлено на рис.1. В факеле пламени появляются пульсации и колебания в вертикальном и горизонтальном направлениях. Скоростная видеозапись поведения пламени показала, что пульсации носят периодический характер, частота пульсаций составляет 6-12 Гц. На рис.2 представлены кадры скоростной видеозаписи, интервал времени между кадрами составляет 80 мкс. По видеозаписи видно, что наложение электрического поля приводит к изменению режима горения. На первой фотографии пламя без поля, фронт горения без возмущений. При создании электрического поля на границе раздела фаз в факеле пламени появляются пульсации, которые двигаются вверх, т.е. топливо в область горения поступает порциями. При отключении электростатического поля пульсации исчезают.



Рис. 1. Изменение размера факела при воздействии электрического поля на границу раздела фаз



Рис.2. Форма факела

Видеозапись поверхности горящей жидкости показывает, что после включения источника напряжения на поверхности возникают каверны. На рис.3 приведены кадры видеозаписи, демонстрирующие развитие каверн на поверхности жидкости.



Рис.3. Поверхность горящей жидкости

Сравнение видеозаписей показывает наличие взаимосвязи между процессами на поверхности топлива и в факеле пламени. Так моменту образования возмущения фронта горения предшествует образование каверны на поверхности. После отключения источника напряжения каверны на поверхности жидкости исчезают и одновременно исчезают пульсации в факеле пламени. Одновременно с появлением описанных процессов на срезе горелки уменьшается температура. При повышении напряженности от 0 до 60 кВ/м температура понижается с 950 до 600 К.

Наблюдается увеличение скорости выгорания для всех исследованных жидкостей. В диапазоне напряженностей 0-60 кВ/м увеличение скорости горения достигает 800%. Направление напряженности поля в пределах погрешности не влияет на зависимость скорости горения от интенсивности поля [1].

Особенности теплообмена

Тепловой поток, падающий на поверхность горящей жидкости, обусловлен излучением продуктов сгорания в факеле пламени. Продукты сгорания исследуемых жидких углеводородов (декан, додекан, тридекан, тетрадекан) представляют собой смесь углекислого газа CO_2 и паров воды H_2O , обладающих ярко выраженным селективным характером излучения. Визуальное наблюдение, а также фото- и видеосъемка процессов горения углеводородных жидкостей, показали, что факел пламени имеет ярко желтую окраску из-за наложения на спектр излучения газообразных продуктов сгорания непрерывного спектра излучения горячих частиц сажи. Пламя представляет собой полидисперсную систему частиц сажи, взвешенных в потоке газообразных продуктов сгорания. В работе Гейдона А.Г. [3] отмечается, что распределение интенсивности в спектрах такого типа приближается к распределению интенсивности в спектре «серого» тела при температуре пламени.

Для определения значений потоков теплового излучения, падающих на поверхность горящей жидкости со стороны пламени, использован инженерный метод расчета теплового излучения молекулярных газов [4]. Использовались интегральные по спектру радиационные характеристики газов (серое приближение). Интегральная степень черноты для каждого газа определялась из номограмм, построенных Хоттелем по экспериментальным данным [4, 5].

Для смеси $H_2O + CO_2$ расчет степени черноты проводился в соответствии с формулой:

$$\varepsilon = \sum_1^N M_j [1 - \exp(-K_j pl)]; \quad \sum_1^{N+1} M_j = 1,$$

где N - число серых газов, pl - оптическая толщина, K_j - коэффициент поглощения j -го газа, M_j - массовые множители, $(N + 1)$ -й газ прозрачен, для него $K_j = 0$.

Проведено экспериментальное определение интегральной степени черноты светящего пламени: одновременно измерялась температура пламени термомпарой (Т) и радиационным

пирометром ($T_{\text{рад}}$). Значения температуры, полученные с помощью термопары, принимались за истинную температуру пламени:

$$\varepsilon_{\text{эксп}} = \frac{T^4}{\dot{Q}^4}$$

При температурах пламени $T = (1220 \div 1270)\text{K}$ экспериментальное значение интегральной степени черноты светящего пламени изменялось в пределах от $\varepsilon_{\text{эксп}} = 0,10$ до $\varepsilon_{\text{эксп}} = 0,12$. Сравнение экспериментальных и расчетных, с учетом излучения сажи, значений степени черноты пламени показало удовлетворительное совпадение результатов.

При расчете величины потока теплового излучения, падающего на поверхность горячей жидкости со стороны пламени, излучающий объем продуктов горения задавался в виде сферы диаметром $d = 13$ мм, центр которой располагался на расстоянии $h = 15$ мм над центром поверхности горячей жидкости. Распределение по излучающему объему температуры, концентраций продуктов горения принималось равномерным.

Расчёт температурного профиля в жидкости

В жидкости излучение поглощается по закону Бугера. В лабораторной системе координат в одномерном случае уравнение теплопроводности запишется в следующем виде[6]:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{1}{c\rho} q(x,t),$$

где T – температура в жидкости, c, ρ, a – теплоемкость, плотность и коэффициент температуропроводности жидкости, $q(x,t)$ – энергия, получаемая жидкостью в результате поглощения теплового излучения.

Горение происходит в квазистационарном режиме. Записанное уравнение приводится к стационарному виду, перейдя в систему координат связанную с поверхностью жидкости: Положительным выбрано направление в глубь жидкости направление координаты

$$a \frac{d^2 T}{dx^2} + u \frac{dT}{dx} + \frac{1}{c\rho} q(x) = 0,$$

где u – линейная скорость горения жидкости.

Из закона Бугера интенсивность поглощенного излучения определяется:

$$I = I_0(1 - e^{-\alpha x}) \Rightarrow q(x) = \frac{dI}{dx} = I_0 \alpha e^{-\alpha x},$$

где I_0 – интенсивность излучения падающего на поверхность жидкости, α – коэффициент поглощения жидкости. Тогда уравнение запишется:

$$a \frac{d^2 T}{dx^2} + u \frac{dT}{dx} + \frac{I_0 \alpha e^{-\alpha x}}{c\rho} = 0$$

$$\text{При } x = 0, \quad T(x) = T_s,$$

$$\text{При } x = \infty, \quad T(x) = T_0,$$

где T_s – температура стенки, T_0 – начальная температура жидкости.

Решение задачи с заданными граничными условиями имеет следующий вид:

$$T = T_{\text{кин}} - \left(-\frac{HUp + c\dot{m}\Delta T}{\lambda} + \frac{\alpha I_0}{c\rho(\alpha\alpha - u)} \right) \frac{a}{u} - \frac{I_0}{c\rho(\alpha\alpha - u)} + \left(-\frac{HUp + c\dot{m}\Delta T}{\lambda} + \frac{\alpha I_0}{c\rho(\alpha\alpha - u)} \right) \frac{a}{u} e^{-\frac{u}{a}x} + \frac{I_0}{c\rho(\alpha\alpha - u)} e^{-\alpha x}$$

Рассчитанный профиль температуры представлен на рис.6. Для расчета использованы данные по теплофизическим свойствам декана: $c=2280$ Дж/кг·К, $\rho=700$ кг/м³, $H=282$ КДж/кг, $\lambda=0,102$ Вт/м·К, $a=6 \cdot 10^{-8}$ м²/с, $\alpha=0,06$ мм⁻¹, $\dot{m}=10$ г/м²с [7].

Температурный профиль в ж-фазе имеет экстремум. Температура в точке экстремума превышает температуру на поверхности жидкости примерно на 10 К. Перегретый слой находится под поверхностью на глубине порядка 1мм. Данная ситуация реализуется в жидкости при отсутствии электрического поля, наложение которого приводит к переходу режима испарения в режим взрывного кипения топлива.

Наложение внешнего электрического поля на область фазового перехода, кроме изменения теплофизических свойств и свойств переноса жидкости[8,9,10], приводит к появлению пондермоторных сил. Действие этих сил направлено всегда в сторону убыли диэлектрической проницаемости, вне зависимости от направления поля [11] и поэтому они «растягивают» жидкость, инициируя испарение. Добавочное давление, создаваемое на границе раздела фаз разделе жидкости и пара пондермоторными силами, находится:

$$P = \frac{1}{S} \left(\frac{\varepsilon_1 \varepsilon_0 E^2}{2} S - \frac{\varepsilon_2 \varepsilon_0 E^2}{2} S \right) = \frac{\varepsilon_0 E^2}{2} (\varepsilon_1 - \varepsilon_2)$$

здесь S-площадь поверхности диэлектрика, ε_0 - диэлектрическая постоянная, ε_1 и ε_2 - диэлектрические проницаемости веществ, E- напряженность поля.

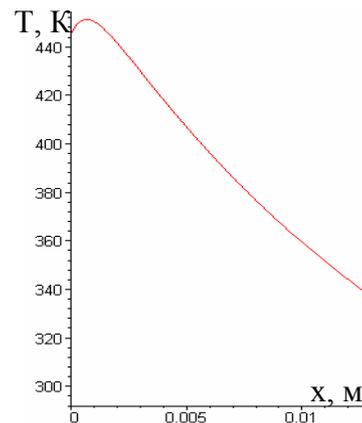


Рис.6. Профиль температуры в жидкости

Обсуждение результатов

При наложении электрического поля, в результате появления пондермоторных сил и изменения теплофизических свойств жидкости, в максимуме температурного профиля реализуется процесс взрывного объемного вскипания, т.е. быстрое образование большого числа критических зародышей паровой фазы. За короткое время рост и слияние этих зародышей приводят к образованию паровой прослойки в области первоначального температурного максимума. При этом поверхностный слой жидкости остается неизменным. В результате роста паровой прослойки верхний слой жидкости начинает двигаться к зоне горения, и в область пламени приходит не поток паров, а аэрозоль. На месте отрыва участка жидкости образуется каверна, а в факеле пламени возмущение. Процесс отрыва слоёв с поверхности происходит периодически. Так как образование аэрозоля требует меньше энергии, чем испарение, возрастает скорость горения и понижается температура.

Таким образом, фазовый переход в электрическом поле идет через образование и разрушение метастабильной фазы и образование аэрозоля. Наблюдаемый механизм фазового перехода, названный взрывным кипением[12], в процессах горения описан впервые.

Литература

1. Решетников С.М., Зырянов И.А. Влияние электростатического поля на макрокинетику горения алканов и керосина// "Вестник КГТУ", 2011, №1, С.120-129
2. Решетников С.М., Зырянов И.А., Решетников И.С. Особенности горения жидких углеводородов в присутствии электростатического поля// Бутлеровские сообщения. 2011. Т.25. №5. С.88-95.

3. Гейдон А.Г. Спектроскопия пламен: Пер. с англ./Под ред. В.Н. Кондратьева. М.: Изд-во иностранной литературы, 1959. – 382 с.
4. Блох А.Г., Журавлев Ю.А., Рыжков Л.Н. Теплообмен излучением: Справочник. М.: Энергоатомиздат, 1991. - 432 с.
5. Невский А.С. Лучистый теплообмен в печах и топках. М.: Metallurgia, 1978. – 440 с.
6. Андреев С.Н., Орлов С.В., Самохин А.А. Моделирование взрывного вскипания при импульсном лазерном воздействии // Труды института общей физики им. А.М. Прохорова. 2004. Том 60. С.127-148.
7. Варгафтик Н.Б. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. М.:Наука, 1972. – 720 с.
8. Савиных Б.В., Афлетонов Р.А., Сеницын М.А. Теплопроводность жидкостей в электрических полях//Бутлеровские сообщения. Приложение к спецвыпуску. 2002. № 10. С.221-230.
9. Савиных Б.В., Гумеров Ф.М. Взаимная диффузия жидкостей в электрических полях// Бутлеровские сообщения. Приложение к спецвыпуску. 2002. № 10. С.213-220.
10. Остапенко А.А. Влияние электрического поля на динамическую вязкость жидких диэлектриков// Журнал технической физики. 1998. №1. т.68. С.40-43.
11. Сивухин Д.В.Общий курс физики. Том I. Механика. М: ФИЗМАТЛИТ; Изд-во МФТИ, 2005. - 560 с.
12. Скрипов, В.П. Теплофизические свойства жидкостей в метастабильном состоянии/ В.П. Скрипов, Е. Н. Сеницын, П.А. Павлов, Г.В. Ермаков, Г.Н. Муратов, Н.В. Буланов, В.Г. Байдаков - М:Атомиздат,1980. – 208 с.