

Влияние магнитного поля на процесс плазмохимического горения жидких композитных биотоплив.

к.т.н. Кожевников Ю.А., Егоров Ю.М., к.т.н. Чирков В.Г.,
д.х.н. Щекочихин Ю.М., (ФГБНУ ВИЭСХ ФАНО Россия)
Николаев В.Г. (ООО «ИнтерФинансКапитал»)

Аннотация

В статье рассмотрен вопрос оптимального расположения СВЧ-излучателей в топочной камере при сжигании композитных биотоплив. Учитываются физические процессы взаимодействия плазменного факела с внешним магнитным полем. Предлагаются решения по разработке конструкции плазменной горелки.

Ключевые слова: *магнитное поле, плазмохимические реакции, геометрия тороидального сердечника, окружности Вилларсо, конструкция горелки.*

Плазмой принято считать особое агрегатное состояние вещества, в котором оно представляет собой частично или полностью ионизованный газ. От обычного газа плазму отличает то, что она содержит достаточно большую концентрацию заряженных частиц – электронов и ионов, движение которых создают магнитные поля, и обратно, магнитные поля влияют на движение заряженных частиц.

В нашем случае такую низкотемпературную технологическую плазму мы получаем при сжигании композитного биотоплива, которое во время впрыскивания в камеру сгорания представляет собой неоднородный газ с высокой влажностью.

Ионизация такого газа осуществляется с использованием СВЧ-плазматронов. Степень ионизации зависит от температуры и пропорциональна числу атомов, отдавших или поглотивших электроны. Даже слабо ионизированный газ, в котором менее 1 % частиц находятся в ионизированном состоянии, активно взаимодействует с внешним магнитным полем и имеет высокую электропроводность.

СВЧ-плазматроны воспроизводя коронные разряды, обеспечивают высокую напряжённость электрического поля в момент впрыска воздушно-капиллярной смеси биотоплива в камеру сгорания. Наблюдается необратимая деформация атомов, сопровождающаяся отрывом электрона.

При этом ионизируемый атом отдаёт электрон и превращается в положительно заряженный ион — катион. Энергия ионизации атома сильно зависит от его электронной конфигурации. Изменение энергии отрыва первого электрона в зависимости от порядкового номера элемента приведено на рисунке 1 [1].

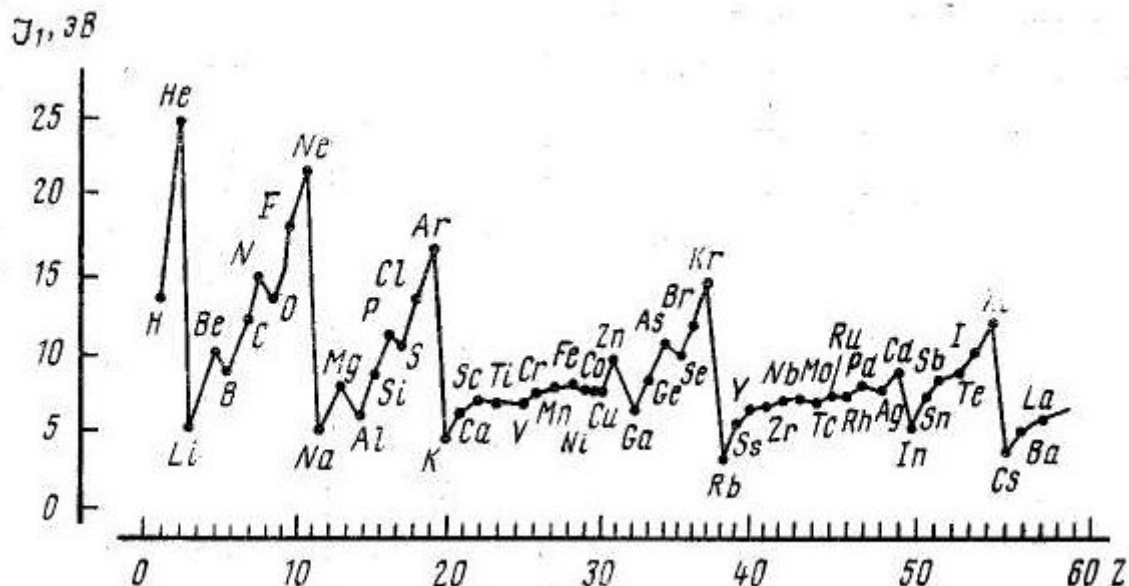


Рис. 1. Зависимость энергии отрыва первого электрона от порядкового номера элемента

Наименьшей энергией ионизации обладают атомы щелочных металлов, наибольшей — атомы благородных газов.

Для того, чтобы сформировать математическую модель поведения частиц плазмы во внешнем электромагнитном поле сделаем некоторые граничные условия:

1. Мы не рассматриваем поведение плазмы в пограничных зонах, где плазма переходит из одного физического состояния в другое.

2. Плазма обладает высокой электропроводностью, поэтому напряженность электрического поля внутри плазмы можно считать равной нулю $\vec{E} = 0$, т.е. плазма стремится экранировать все электрические поля.

3. Сама плазма сильно подвержена влиянию магнитного поля. При этом на каждую частицу плазменного газа, находящегося в постоянном магнитном поле, действует сила Лоренца:

$$\vec{F} = q \cdot \vec{E} + q \cdot (\vec{v} \times \vec{B}) = q \cdot (\vec{v} \times \vec{B}) \quad (1)$$

где:

q - электрический заряд частицы,

\vec{v} - скорость частицы,

\vec{B} - вектор магнитной индукции (основная характеристика магнитного поля),

\times - векторное произведение.

4. Частицы плазмы (электроны, ионы, нейтральные молекулы и ионы) различаются знаком электрического заряда, и могут вести себя независимо друг от друга — иметь разные скорости и даже температуры, что служит причиной появления новых явлений, таких как нестандартные волны, неустойчивости, двух температурные распределения частиц и убегающие электроны.

5. В плазме возможны коллективные взаимодействия между частицами, которые влияют на общее состояние системы гораздо больше, чем двух частичные.

ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ПЛАЗМЫ

Определим заряд электрона как e , а заряд образовавшегося катиона как Z_i .

Степень ионизации плазмы α определяется как:

$$\alpha = \frac{n_e}{n_i + n} \quad (2)$$

где:

n_i — концентрация ионов,

n_e — концентрация электронов,

n — концентрация нейтральных атомов.

Плотность частиц плазмы определим выражениями:

$$\rho_e = en_e, \quad (3)$$

$$\rho_i = Z_i n_i,$$

В простейшем предположении, электроны и ионы движутся со постоянными скоростями \vec{v}_e и \vec{v}_i соответственно, следовательно, мы имеем два вида тока — ток электронов и ток ионов, плотности которых равны:

$$\vec{j}_e = en_e \vec{v}_e = \rho_e \vec{v}_e \quad (4)$$

$$\vec{j}_i = Z_i n_i v_i = \rho_i \vec{v}_i$$

В общем случае плотность тока в плазме с различными типами носителей заряда будет определяться как сумма плотностей тока по всем типам подвижных носителей:

$$\vec{j}_j = \sum_v q_j n_j \vec{v}_j \quad (5)$$

где:

n_j — концентрация частиц j -го типа,

q_j — заряд частицы j -го типа,

\vec{v}_j — вектор средней скорости частиц j -го типа.

Если частица движется в евклидовом пространстве прямолинейно по координате x и импульсом \vec{p} , то функцию $f(\vec{p}, x, t)$ распределения плотности вероятности по времени того, что она будет находиться в элементарном объеме своего фазового пространства, можно записать, используя теорему Лиувилля о неразрывности (непрерывности фазового потока) движущихся частиц в следующем виде:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla_x f + \frac{q}{m} \cdot (\vec{v} \times \vec{B}) \cdot \nabla_p f = 0 \quad (6)$$

где:

m – масса частицы,

q – заряд частицы,

\vec{v} – скорость частицы,

\vec{B} – магнитная индукция внешнего магнитного поля.

Однако эта формула не учитывает столкновений частиц плазмы, поэтому воспользуемся кинетической моделью плазмы, в основе которой положено уравнение Больцмана:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla_x f + \frac{q}{m} \cdot (\vec{v} \times \vec{B}) \cdot \nabla_p f = \int_{v'} [f(\vec{v}', x, t) \cdot F(\vec{v}', \vec{v}) - f(\vec{v}, x, t) \cdot F(\vec{v}, \vec{v}')] d^3 v' \quad (7)$$

где: $F(\vec{v}', \vec{v})$ - функция задает вероятность рассеяния частицы из состояния со скоростью \vec{v} в состояние со скоростью \vec{v}' .

На практике плазма - открытая неравновесная система со спонтанным появлением сложной хаотичной структуры, в которой отсутствует термодинамическое равновесие при постоянном конструктивном объеме. Поэтому определить однозначно функцию столкновений для различных групп заряженных частиц на практике является не выполнимой задачей.

Оригинальным решением является подход, предложенный Власовым [3-4], в котором решение ищется в виде функций распределения состояний частиц, которые обладают волновыми свойствами. По оценкам Власова частоты плазменных волн много больше частот парных столкновений частиц. Поэтому вместо описания взаимодействия заряженных частиц в плазме посредством столкновений, он предложил использовать самосогласованное поле, созданное заряженными частицами плазмы для описания длинно действующего потенциала.

По сути, уравнения Власова - это уравнение Больцмана, в котором не учитываются столкновения частиц. Но существенное отличие системы уравнений Власова от уравнений

движения заряженных частиц во внешнем магнитном поле состоит в том, что самосогласованное электромагнитное поле сложным образом зависит от функций распределения ионов и электронов. Такой подход называется приближением самосогласованного поля. При этом столкновения между заряженными частицами учитываются не явно, а лишь через создаваемое ими самосогласованное поле. Власов ввел вместо одной функции распределения – две: функцию распределения для ионов и функцию распределения для электронов.

Считаем, что флуктуации функций распределения относительно равновесного состояния невелики, то система уравнений может быть линеаризована. Линеаризация описывает динамику плазмы в самосогласованном магнитном поле. Причем для каждой из компонент плазмы (электроны и ионы) рассматриваем нерелятивистский предел:

$$\frac{\partial f_e}{\partial t} + \vec{v}_e \cdot \nabla_x f_e + \frac{e}{m_e} \cdot (\vec{v}_e \times \vec{B}) \cdot \nabla_v f_e = 0, \quad (8)$$

$$\frac{\partial f_i}{\partial t} + \vec{v}_i \cdot \nabla_x f_i + \frac{Z_i}{m_i} \cdot (\vec{v}_i \times \vec{B}) \cdot \nabla_v f_i = 0, \quad (9)$$

$$\rho = Z_i f_i n_i - e f_e n_e \quad (10)$$

$$\vec{j} = Z_i f_i n_i \vec{v}_i - e f_e n_e \vec{v}_e \quad (11)$$

$$\nabla \times \vec{E} = 0, \quad (12)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0, \quad (13)$$

$$\nabla \cdot \vec{E} = \frac{\rho}{\varepsilon_0} \quad (14)$$

$$\nabla \times \vec{B} = \mu_0 \vec{j} + \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, \quad (15)$$

где:

$f_e(\vec{v}_e, x, t)$ – функция распределения плотности вероятности того, что электроны находятся в элементарном объеме своего фазового пространства,

$f_i(\vec{v}_i, x, t)$ – функция распределения плотности вероятности того, что ионы находятся в элементарном объеме своего фазового пространства,

j – плотность тока в плазменной камере,

ρ – объемная плотность всех зарядов в плазменной камере.

n_i – концентрация ионов в плазменной камере,

n_e – концентрация электронов в плазменной камере,

$\varepsilon_0 = 8,85419 \cdot 10^{-12}$ Ф/м – электрическая постоянная,

$\mu_0 = 1,25664 \cdot 10^{-6}$ Гн/м – магнитная постоянная,

$e = 1,602\ 176\ 565(35) \cdot 10^{-19}$ Кл – заряд электрона,

m_e – масса электрона,

$\frac{e}{m_e} = 1,759 \cdot 10^{11}$ Кл / кг – отношение заряда электрона к его массе,

\vec{v}_e – скорость движения электронов,

Z_i – заряд иона,

m_i – масса иона,

\vec{v}_i – скорость движения ионов,

\vec{B} – магнитная индукция внешнего магнитного поля.

Но в отличие от подхода Власова, мы не приравниваем скорости движения ионов \vec{v}_i и электронов \vec{v}_e , т.к. эти частицы обладают разной кинетической энергией в плазменном потоке.

Опишем назначение уравнений в построенной нами физико-математической модели плазмы как системы:

Уравнения (8) и (9) – это математические модели, определяющие функции распределения плотности вероятности для электронов и ионов по Власову.

Уравнение (10) – уравнение для плотности зарядов, определенное через функции плотности вероятностей нахождения частиц в пределах их фазовых пространств.

Уравнение (11) – уравнение для плотности тока, определенное через функции плотности вероятностей нахождения частиц в пределах их фазовых пространств.

Уравнения (12) и (13) – условия теоремы разложения Гельмгольца для электромагнитного поля.

Уравнения (14) – закон Гаусса для плотности зарядов в дифференциальной форме.

Уравнения (15) – модифицированная запись закона Ампера-Максвелла в дифференциальной форме. Поясним получения формулы (15).

Как известно закон Ампера-Максвелла в дифференциальном виде выглядит следующим образом:

$$\nabla \times \vec{H} = \vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (16)$$

Согласно балансу энергий электрического и магнитного полей в электромагнитном поле имеем:

$$\vec{E} \frac{d\vec{D}}{dt} = \vec{H} \frac{d\vec{B}}{dt} \quad (17)$$

Из определения индукций полей через их напряженности:

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H}, \quad (18)$$

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E},$$

получаем следующие зависимости:

$$\frac{\partial \vec{D}}{\partial t} = \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{H}}{\partial t}, \quad (19)$$

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (20)$$

где:

$$c = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}} = 2,99792458 \cdot 10^8 \text{ м/с} \approx 3 \cdot 10^8 \text{ м/с} - \text{ скорость света в вакууме.} \quad (21)$$

Согласно теореме разложения Гельмгольца уравнения (19) и (20) действительны только в одном случае, если все вектора в этих уравнениях коллинеарные. Это возможно тогда, когда магнитное поле рассматривается как плоские магнитные вихри, а вектор напряженности магнитного поля определен как векторное произведение двух перпендикулярных векторов, определяющих плоскость магнитного вихря.

Умножая все компоненты уравнения (16) на магнитную постоянную и используя уравнение (18) получим:

$$\nabla \times \vec{B} = \mu_0 \vec{j} + \mu_0 \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} = \mu_0 \vec{j} + \mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = \mu_0 \vec{j} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (22)$$

Подставляя выражение (20) в (22) имеем уравнение (15).

Система уравнений для моделирования плазмы полностью определена.

КОНСТРУКЦИЯ ПЛАЗМЕННОЙ КАМЕРЫ

Наличие в пространстве топочной камеры внешнего магнитного поля обеспечивает дополнительное воздействие на движущиеся заряды, прежде всего на электроны. Причем электроны верхних орбиталей, приобретая дополнительную энергию от коронного разряда, формируемого СВЧ-плазматронами, быстро покидают атомы, образуя ионы плазмы. Такие ионы приобретают способность к образованию активных радикалов, инициирующих разветвленно-цепные реакции при горении, создавая благоприятные условия для быстрого и полного сгорания композитных биотопливных эмульсий и суспензий.

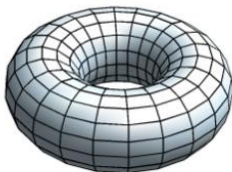


Рисунок 2. Тор

Известно, что самое сильное магнитное поле создает тороидальная система проводника, по которой течет электрический ток (см. рис. 2).

Тороидальная поверхность это поверхность вращения, получаемая вращением образующей окружности вокруг оси, лежащей в плоскости этой окружности. Уравнение тора с расстоянием от центра образующей окружности до оси вращения R и с радиусом образующей окружности r имеет следующий вид в прямоугольной системе координат:

$$(x^2 + y^2 + z^2 + R^2 - r^2)^2 - 4R^2(x^2 + y^2) = 0 \quad (23)$$

Это уравнение содержит четвертую степень координат и, следовательно, тор является поверхностью четвертого порядка.

Площадь поверхности тора: $S = 4\pi^2 Rr$ (24)

Объем тела, ограничиваемого тором по формуле:

$$V = 2\pi^2 Rr^2 \quad (25)$$

При сечении тора бикасательной плоскостью, получается кривая четвертого порядка, а кривая пересечения представляет собой объединение двух окружностей называемых окружностями Вилларсо.

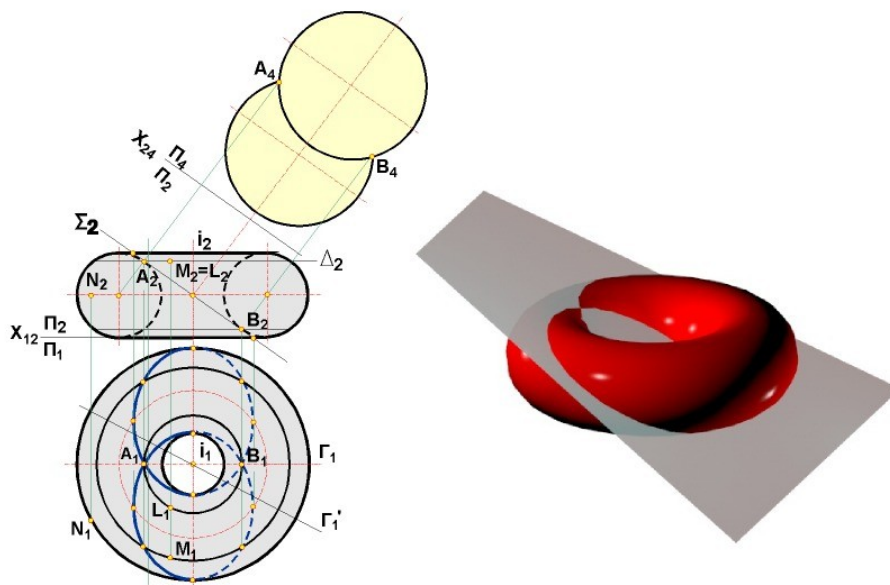


Рисунок 3. Окружности Вилларсо

Параметрическое уравнение тора с расстоянием от центра образующей окружности до оси вращения R и с радиусом образующей окружности r может быть задано в виде:

$$\begin{cases} x(\varphi, \psi) = (R + r \cos \varphi) \cos \psi \\ y(\varphi, \psi) = (R + r \cos \varphi) \sin \psi \\ z(\varphi, \psi) = r \sin \varphi \end{cases} \quad \varphi, \psi \in [0; 2\pi) \quad (26)$$

Параметрическое уравнение тора при $R=2$ и $r=1$:

$$\text{Tor}(u, v) := \begin{bmatrix} (2 + \cos(u)) \cdot \cos(v) \\ (2 + \cos(u)) \cdot \sin(v) \\ \sin(u) \end{bmatrix} \quad (27)$$

$$\text{Vil}(t) := \begin{pmatrix} 2 \cdot \cos(t) + 1 \\ \sqrt{2^2 - 1^2} \cdot \sin(t) \\ 1 \cdot \sin(t) \end{pmatrix} \quad (28)$$

Проведенное выше исследование свойств тора позволило выяснить, что установить СВЧ-плазматроны необходимо так, чтобы поджиг топливной смеси осуществлялся в плоскости окружностей Вилларсо, чтобы обеспечить максимальную скорость образования свободных радикалов. На рисунке 4 показано как необходимо использовать сечение тора для наложения (без искажений) СВЧ-волн в топочной камере.

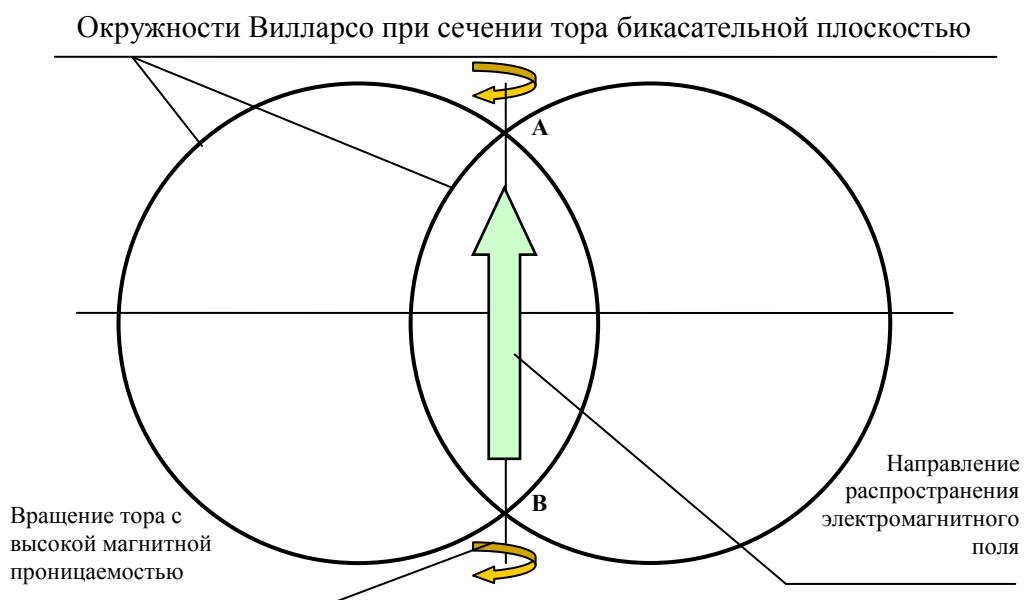


Рис. 4. Принцип наложения длинноволновой составляющей на коротковолновое (СВЧ) электромагнитное излучение

В предлагаемой конструкции топочной камеры с СВЧ-плазматронами предлагается применить следующее (рис. 5).

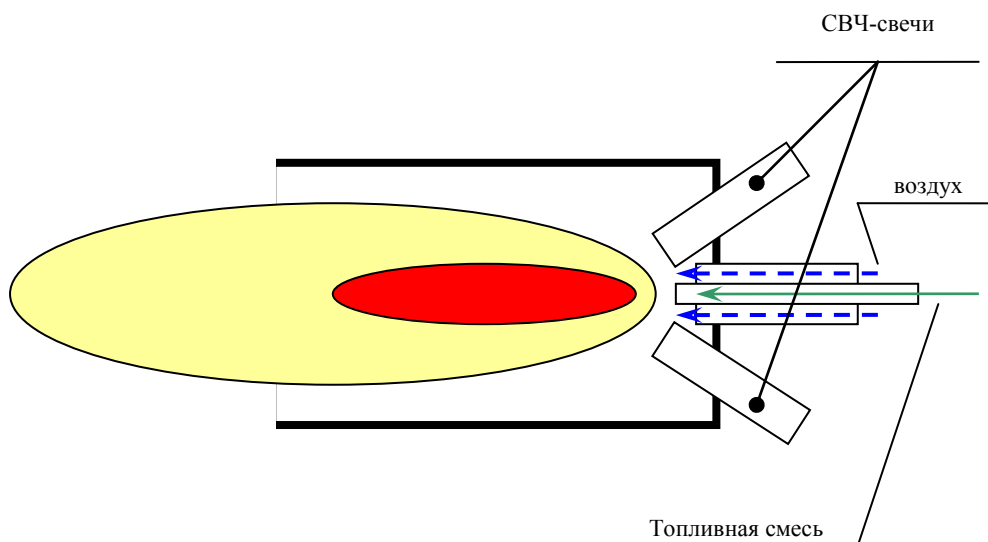


Рис.5. Схема конструкции и горение в топочной камере

СВЧ-плазматроны расположены под наклоном 30 градусов к оси симметрии форсунки по плоскостям окружностей Вилларсо. Для подавления процесса амбиполярной диффузии заряженных частиц в топочной камере установлен внутренний экран (рис.6).

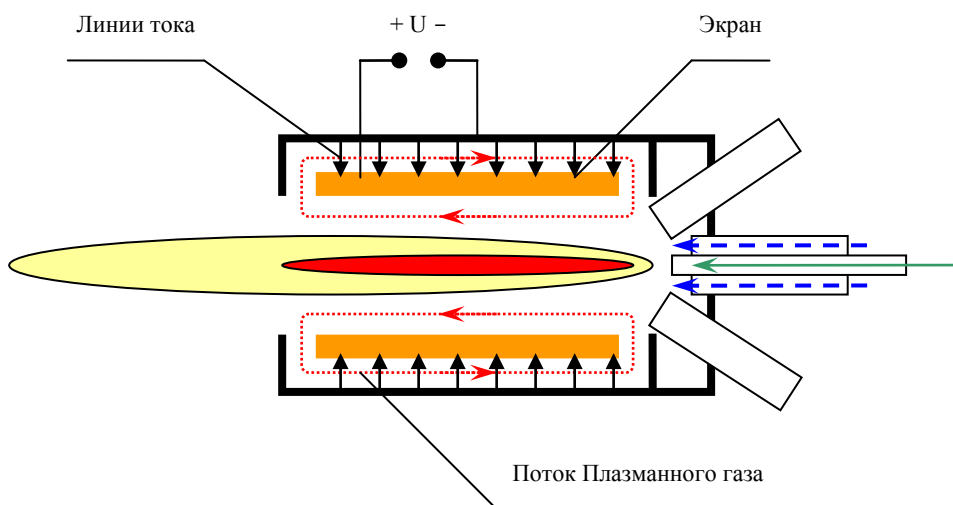


Рис. 6. Схема конструкции и горение в камере с внутренним экраном

При работе СВЧ-плазматронов на частоте 2,45 МГц имеем длину волны в 12,245 см, т.к.

$$\lambda = \frac{c}{f}, \quad (29)$$

где:

$c = 300\,000$ км/с – скорость света,

f – частота электромагнитного поля, Гц,

λ – длина волны, м.

Отсюда можно определить параметры некоторых элементов конструкции:

1. Внутренний диаметр экрана должен быть больше 12,45 см.
2. Высота цилиндра, используемого в качестве экрана должна быть более $12,245 \times 1,5 = 18,37$ см.
3. Зазор между внутренней стенкой камеры сгорания и внешней стенкой цилиндра должен быть меньше 6,22 см.

Выполнение пунктов 1 и 2 обуславливает беспрепятственное распространение СВЧ-поля непосредственно в области воспламенения. Выполнение пункта 3 обеспечивает не распространение переменного СВЧ-поля в пространстве между внутренней стенкой топочной камеры и внешней стенкой экрана.

На рисунке 7 показана конструкция топочной камеры с применением внешнего магнитного поля.

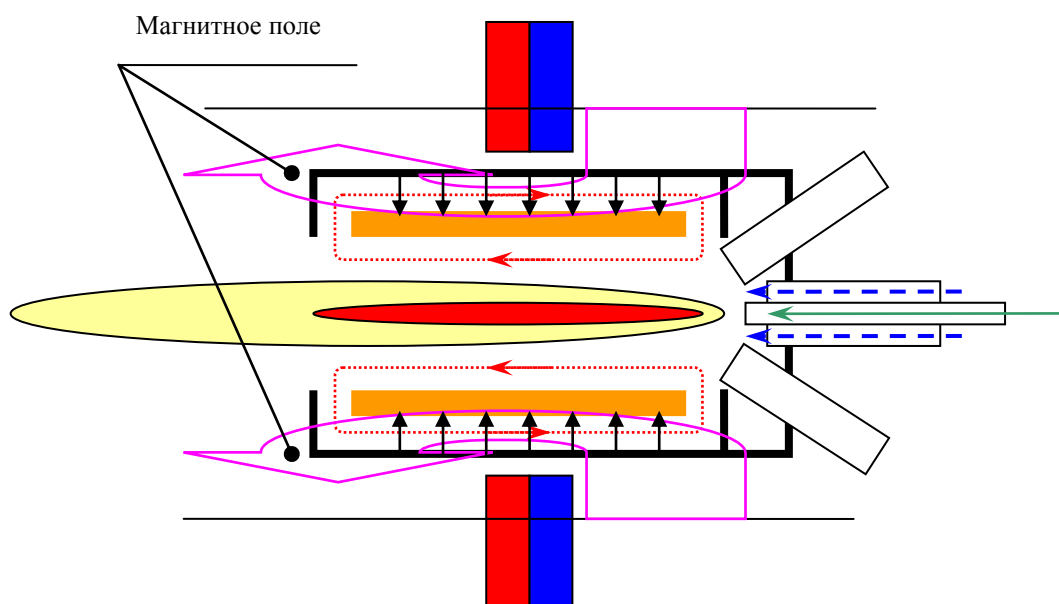


Рис. 7. Схема конструкции и горение в камере с внутренним экраном в присутствии постоянного магнита

ЛИТЕРАТУРА

1. Большая Энциклопедия Нефти Газа - <http://www.ngpedia.ru/id233751p3.html>
2. Власов А.А. Теория многих частиц. М.: Гостехиздат, 1950.
3. Власов А.А. Статистические функции распределения. М: Наука, 1966.
4. Власов А.А. Нелокальная статистическая механика. М.: Наука, 1978.

5. Кожевников Ю.А. Исследование воздействия электромагнитного СВЧ поля и ультразвуковой кавитации на концентрацию сероорганических соединений в котельных топливах [Текст] / Кожевников Ю.А. и др. // Труды 8-ой Международной научно-технической конференции «Энергообеспечение и энергосбережение в сельском хозяйстве» (16-17 мая 2012 г., Москва). Часть 4. Возобновляемые источники энергии. Энергоресурсы. Экология. - М.: ГНУ ВИЭСХ, 2012. С. 217-225.

6. Патент РФ №117579. «Гибридная ультразвуковая горелка СВЧ-поджигом для низкокалорийных, жидких эмульсионных и суспензионных топлив» [Текст] / Кожевников Ю.А., Сербин В.В., Егоров Ю.М., Чирков В.Г., Сербина Е.В., Кожевникова Д.А., Росс М.Ю., Эфендиева Л.Г. // БИ. 2012. №18.

7. Патент РФ №133433. «Установка электромагнитной обработки водотопливных смесей» [Текст] / Столбов Н.В., Прокудин Ю.А., Зиновьев А.В., Емельянец С.В., Щекочихин Ю.М., Кожевников Ю.А., Чирков В.Г., Чирков С.В., Чижиков А.Г., Росс М.Ю. // БИ. 20.10.2013 г.

8. Блинов В.И. Худяков Г.Н. «Диффузионное горение жидкостей», Изд. АН СССР, М. 1961., 210с.

9. Волков А.Н, Сжигание газов и жидкого топлива в котлах малой мощности. – Л.: Недра, 1989. –160 с.

10. Лавров Н.В., Шурыгин А.П. Введение в теорию горения и газификации топлива. Изд. АН СССР., М.,1962, 216с.

11. Мак–Таггарт Ф. «Плазмохимические реакции в электрических разрядах» М., «Атомиздат», 1972, 256с.

12. Померанцев В.В., Арефьев К.М., Ахмедов Д.Б., М.Н. Конович и др. «Основы практической теории горения», Л., Энергоатомиздат, Ленинградское отд., 1986 г., 312 с.

13. Зарко В.Е. «Тепловая теория зажигания». стр. 145, Тезисы докладов на Международной конференции «Неизотермические явления и процессы: От теории теплового взрыва к структурной макрокинетике», посвященной 80-летию академика А.Г. Мержанова —Черноголовка, ИСМАН — 2011 г.— 158 с.

14. Кормилицын В.И., Лысков М.Г., Ромакин С.С., Рудаков В.П., Шмырков О.В. Повышение экономичности сжигания топлива в паровых котлах изменением характеристик топливного факела в топке. / Энергосбережение и водоподготовка , 1997. №1. - с. 46-52.

15. Решняк В.И., Жигульский В.А. Исследование влияния дисперсно-фазовых характеристик ВТЭ на эффективность их сжигания // Экология. Охрана окружающей

среды, Безопасность жизнедеятельности: сб. науч. тр. к 25-летию кафедры ОВР и БЖ / С.-Петербург. гос. ун-т вод. коммуникаций. - СПб.: СПГУВК, 2006. - С.221-226.

Effect of magnetic field on the plasma chemical process of combustion of liquid composite biofuels.

Ph.D. Kozhevnikov Yu.A., Egorov Yu.M., Ph.D. Chirkov V.G.,
Prof. Schekochikhin Yu.M. (FGBNU VIESH Fano Russia)
Nikolaev V.G. (LLC "InterFinanceCapital")

Abstract

In the article the question of the optimal location of plasma microwave emitters in the combustion chamber for burning composite biofuels. Taking into account the physical processes of interaction of plasma particles with an external magnetic field. Based on the above proposed solutions for designing the plasma torch

Keywords: magnetic field, the plasma particles, recommendations Thomson magnetic field, frozen toroidal core geometry, circle Willarso, burner design, power generator.