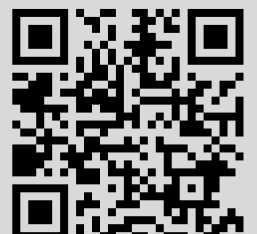


A. V. Kashevarov, The use of electric probes for diagnostics of seeded flame plasma,  
*TVT*, 1998, Volume 36, Issue 5, 700–705

<https://www.mathnet.ru/eng/tvt2533>

Use of the all-Russian mathematical portal Math-Net.Ru implies that you have read and agreed to these terms of use  
<https://www.mathnet.ru/eng/agreement>

Download details:  
IP: 18.97.9.175  
May 22, 2025, 06:11:41



УДК 533.9.082.76

## О ПРИМЕНЕНИИ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ЗОНДОВ ДЛЯ ДИАГНОСТИКИ ПЛАЗМЫ ПЛАМЕН С ПРИСАДКАМИ

© 1998 г. А. В. Кашеваров

Центральный аэрогидродинамический институт, Москва

Поступила в редакцию 06.03.97 г.

Подведены некоторые итоги развития теории электрического зонда для диагностики плазмы лабораторных пламен с легкоионизируемыми присадками.

**Введение.** Предлагаемая статья рассматривает теоретические проблемы применения электрических зондов для диагностики плазмы лабораторных пламен с легкоионизируемыми присадками при атмосферном давлении.

Исследования ионизации различных металлов в пламенах имеют давнюю историю и особенно интересны для физической химии [1, 2]. Эти исследования были затруднены из-за недостаточно разработанной теории электрического зонда в столкновительной плазме. В большинстве работ, где проводились зондовые измерения в пламени при атмосферном давлении, главным предметом изучения был зонд, а не пламя и происходящие в нем процессы. Пламя же, а конкретно зона продуктов сгорания, рассматривалось лишь как удобная среда, позволяющая проверить те или иные теоретические модели зонда.

К настоящему времени достигнуты определенные успехи в развитии теории зонда для плазмы высокого давления. Некоторые итоги подведены в [3], где даны формулы, позволяющие по ионному току насыщения зонда найти концентрацию заряженных частиц в движущейся столкновительной плазме независимо от способа ее создания с максимальной погрешностью, не превышающей трех раз. Такая точность удовлетворительна для инженерных приложений, но недостаточна, если зонд применяется для исследования физико-химических процессов. О них можно судить по степени адекватности применяемой теоретической модели зонда условиям его работы в плазме, проявляющейся при сравнении результатов зондового и других методов исследования. В случае пламени обычно используют спектральные методы измерений температуры пламени и концентрации свободных атомов присадки и последующий расчет равновесной концентрации электронов по уравнению Саха.

За последние десять лет появились работы, в которых проблема интерпретации показаний зонда в столкновительной плазме рассматривается с позиций применения зонда именно для диагностики плазмы пламен. Некоторые из этих работ упомянуты в [3], но с позиций общего подхода к зондовым измерениям в плазме высокого дав-

ления в целом, другие опубликованы позже. Акцент в них постепенно смещается с зонда на исследование процессов в пламени.

Цель предлагаемой работы состоит в том, чтобы подвести предварительные итоги развития теории зонда для диагностики плазмы пламени с легкоионизируемыми присадками. Целесообразно изложение материала разбить на несколько разделов, рассматривающих влияние различных факторов на показания зонда в пламени.

**Движение плазмы.** Степень влияния конвективного движения плазмы на показания зонда можно характеризовать электрическим числом Рейнольдса  $Re_e = U_\infty R/D_i$ , где  $U_\infty$  – скорость набегающего потока,  $R$  – радиус зонда,  $D_i$  – коэффициент диффузии положительных ионов. В известной книге [4] излагаются результаты исследований, относящихся только к двум предельным случаям конвекции:  $Re_e \rightarrow 0$ , т.е. фактически неподвижная плазма, либо  $Re_e \gg 1$ .

Зондовые измерения в пламени обычно производятся при числах  $Re_e$  от нескольких единиц до нескольких десятков, т.е. для случаев, не рассматривавшихся в [4]. В более позднем обзоре [5] отмечены лишь две работы [6, 7], в которых проблема измерений цилиндрическими зондами при  $Re_e \sim 1$  изучалась в приложении к диагностике плазменных струй (сильная ионизация). В них не приведены конкретные формулы для нахождения концентрации заряженных частиц в набегающем плазменном потоке.

Разработка теории, адекватно описывающей работу зонда в столкновительной плазме при  $Re_e \sim 1$  в приложении к исследованию плазмы пламен (слабая ионизация), впервые приведена в [8], где для двух модельных распределений скорости газа вокруг цилиндрического зонда получены аналитические выражения для его тока насыщения. Проведенные зондовые и спектральные измерения в пламени ацетилен–воздух с присадкой натрия показали, что концентрация заряженных частиц, найденная с помощью предложенных формул, в 2–3 раза превышает рассчитанную по уравнению Саха.

Исследования продолжены в [9], где ток насыщения на цилиндрический зонд был определен численно для поля скоростей, полученного из решения уравнений Навье–Стокса, а также вычислен ток насыщения на сферический зонд. Применение уточненной формулы для тока насыщения не привело к сближению значений концентрации, найденных из зондовых и спектральных измерений, напротив, отмеченное выше расхождение для присадки натрия составило 3.4 раза. Дополнительные эксперименты в пламени с присадкой калия и рубидия также показали завышение измеренных цилиндрическим зондом концентраций заряженных частиц в 2.5 раза для калия и 1.5 раза для рубидия, несколько меньшее расхождение обнаружено при использовании сферического зонда.

Правильность проведенных в [9] расчетов для цилиндрического зонда подтверждена в [10] путем сравнения имеющейся в теории зонда тепловой аналогии с выполненными значительно раньше расчетами теплоотдачи и экспериментальными данными по теплоотдаче цилиндра. Экспериментальные данные по теплоотдаче использовались и при выводе диагностических формул [3], которые дают практически те же значения концентрации, что и формулы [9].

Ток насыщения в [9] рассчитывался с помощью простейшей теоретической модели в предположении химически замороженной плазмы с постоянными переносными свойствами, содержащей положительные ионы одного сорта и электроны. Как показано в [11, 12] для обтекания цилиндрического зонда при  $Re_e \ll 1$ , при этих предположениях использование ионного тока насыщения может привести к завышению концентрации заряженных частиц всего лишь на 20–25% из-за конечности отношения  $\alpha = \lambda_D/R$  ( $\lambda_D$  – дебаевская длина) и некоторой неопределенности выбора точки зондовой характеристики, в которой ток соответствует теоретическому току насыщения.

Существенно большее превышение концентраций, полученных из зондовых измерений, над рассчитанными по формуле Саха было отмечено и в экспериментах [13], которые были выполнены в пламени пропан–воздух с присадкой калия. Использовался цилиндрический зонд более сложной конструкции, у которого проводящей была лишь небольшая часть поверхности вблизи передней критической точки. Расхождение между значениями концентраций, определенными двумя способами, было найдено, когда связь между плотностью тока насыщения в критической точке с концентрацией заряженных частиц в набегающем потоке определялась в рамках сходной с [9] теоретической модели. Ее главное отличие состояло в допущении, что обтекание зонда происходит в режиме пограничного слоя, когда число  $Re_e \gg 1$ .

Правомерность использования приближения пограничного слоя при зондовых измерениях в

пламени поставлена под сомнение в [14]. Однако в [15] после исправления одной неточности, сделанной в [14], показано, что оно вполне пригодно для вычисления тока насыщения в критической точке и при малых  $Re_e \sim 1$ , т.е. обе теоретические модели [9, 13] вполне адекватно по числу  $Re_e$  учитывают движение плазмы пламени.

Завышение измеренных зондом концентраций заряженных частиц отмечалось и в ранних экспериментальных работах, проводимых в пламени с присадками, причем оно достигало 100 раз. Это дало повод говорить в [16] об аномальных токах на зонд в пламени. Их причиной, как показано в [16] и в последующих работах этих же авторов, явилось то, что при интерпретации зондовых измерений применялись теории, не учитывающие движение плазмы. Как видим, учет только движения оказывается недостаточным и для объяснения повышенных зондовых токов требуется принимать во внимание еще не вполне изученные физико-химические процессы, происходящие в пламени.

**Отрицательные ионы.** Для устранения отмеченного несоответствия в концентрациях заряженных частиц теоретическая модель, с помощью которой рассчитывается ток насыщения, была расширена в [13], где были учтены отрицательные ионы и химические реакции между компонентами плазмы. Основное внимание уделялось влиянию отрицательных ионов на показания зонда.

Проведенные в [13] расчеты равновесного состава продуктов сгорания углеводородного топлива показали, что при температуре пламени  $T \approx 2200$  К, которая зафиксирована в экспериментах [13], концентрация отрицательных ионов в набегающем невозмущенном зондом потоке близка к концентрации электронов, причем отрицательными ионами являются не рассматривавшиеся ранее в схеме химической кинетики ионы  $HSO_3^-$ . Факт наличия достаточно большого количества отрицательных ионов в свободном пропаново-воздушном пламени был затем подтвержден экспериментально в [17, 18] непосредственным измерением концентрации электронов отличными от зондового методами.

Наличие отрицательных ионов в набегающем потоке прежде всего влияет на правильность расчета концентрации положительных ионов по формуле Саха, так как концентрация электронов уже не равна концентрации положительных ионов. Неучет отрицательных ионов приводит к занижению значения концентрации положительных, с которым сравниваются результаты зондовых измерений.

Введение в теоретическую модель отрицательных ионов привело к хорошему согласию рассчитанных токов насыщения с экспериментальными значениями, полученными в [13], а также в работе [19], в которой проводились эксперименты с присадкой натрия в близких условиях и использовался сферический зонд. Однако в опытах [18] с присад-

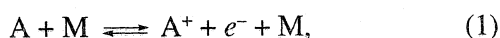
кой натрия обнаружено, что согласие нарушается при малых концентрациях заряженных частиц, причем экспериментальные значения концентрации ионов натрия в области  $N_i \leq 3.5 \times 10^{10} \text{ см}^{-3}$  все больше превышают рассчитанные с учетом отрицательных ионов при уменьшении  $N_i$ , обнаруживая тенденцию к "насыщению".

Образованием отрицательных ионов нельзя объяснить также превышение значений концентраций заряженных частиц над равновесными в измерениях [9], проводившихся в более горячем ацетиленовоздушном пламени. Хотя при наличии зонда в плазме ацетиленовоздушного пламени действительно имеется значительное количество отрицательных ионов, как легко видеть из сравнения ионного и электронного токов насыщения [11], это те ионы, которые образуются у поверхности зонда. В невозмущенном же зондом потоке при температуре  $T = 2370 \text{ К}$  количество отрицательных ионов пренебрежимо мало по сравнению с электронами [17]. Тем самым, для условий [9] исчезает основная причина расхождений в результатах зондовых и спектральных измерений, которая имела место в [13, 19].

Влияние отрицательных ионов непосредственно на показания зонда обусловлено двумя причинами [13]. Первая связана с дополнительным их образованием из-за охлаждения газа вблизи поверхности зонда, что приводит к падению концентрации электронов, увеличению концентрации положительных ионов и, следовательно, ионного тока насыщения. Вторая связана с уменьшением амбиполярного коэффициента диффузии, т.е. увеличением числа  $Re_e$ , что также увеличивает ионный ток насыщения.

Эти две причины не в состоянии объяснить расхождение, полученное в [9], по крайней мере для присадки натрия. Если в теоретической модели [9] полностью заменить электроны отрицательными ионами, это приведет к увеличению ионного тока насыщения приблизительно на 30% [10, 11]. На основе данных [13] образование отрицательных ионов у поверхности зонда может вызвать увеличение тока еще на 70%, т.е. концентрация заряженных частиц, найденная из зондовых измерений [9] без учета отрицательных ионов, не должна превышать рассчитанную по формуле Саха более чем в 2 раза.

**Химические реакции.** Продолжением [9] явились работы [20, 21], в которых внимание сосредоточено на влиянии на ионный ток насыщения цилиндрического и сферического зондов конечных скоростей реакции ионизации атомов присадки и рекомбинации заряженных частиц



где  $A$  – атом присадки;  $M$  – молекула нейтрального газа. Ради простоты в [20, 21], как и в [9], рассматривался неохлаждаемый зонд, т.е. не учитывалось влияние более низкой по сравнению с окружающей средой температуры зонда.

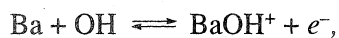
Учет конечности скоростей реакции (1) приводит к увеличению ионного тока насыщения по сравнению со случаем замороженных химических реакций. Результат зависит от поверхностных явлений, математически проявляющихся в различных типах граничных условий на поверхности зонда. В принципе возможны три случая взаимодействия атомов и ионов присадки с поверхностью. В первом случае атомы присадки не осаждаются на поверхности зонда, а ионы, попадая на зонд, теряют свой заряд и возвращаются в плазму в виде свободных атомов. Во втором случае ионы присадки полностью поглощаются поверхностью, а атомы – по-прежнему нет. Наконец, в третьем случае и те, и другие полностью поглощаются зондом. Первые два случая рассмотрены в [20], последний – в [21].

Наибольшее увеличение тока отмечается для первого случая взаимодействием атомов и ионов присадки с поверхностью. Однако этот удобный для теоретического анализа механизм взаимодействия не подтверждается экспериментальными данными [19, 22], которые свидетельствуют об образовании на поверхности зонда осадка щелочного металла. В последнем случае, напротив, влияние конечности скорости реакции (1) весьма мало.

Лучше всего согласуются с экспериментом теоретические результаты, полученные для условий поглощения ионов присадки и непоглощения атомов. Для этого случая расхождение между концентрациями заряженных частиц, определенными по току насыщения, и равновесными уменьшается и составляет при измерениях цилиндрическими зондами различного диаметра в среднем 1.9 раза для присадки натрия, 1.6 раза для калия и практически отсутствует для рубидия, если использовать для реакции (1) кинетические данные [23]. Кроме того, в [20] были дополнительно проведены эксперименты с присадкой лития, для которой результаты близки к полученным для натрия: при замороженных химических реакциях превышение составляет 3.2 раза, с учетом химических реакций 2.1 раза. Несколько лучше соответствие наблюдается при измерениях сферическим зондом, что, вероятно, объясняется влиянием державки, исключавшей попадание заряженных частиц на часть боковой поверхности зонда.

То, что реакции ионизации–рекомбинации (1) могут быть в наибольшей степени ответственны за различие между найденными разными способами концентрациями заряженных частиц в ацетиленовоздушном пламени со щелочными присадками, косвенно подтверждают экспериментальные и теоретические данные [24], полученные для присадки щелочноземельного элемента – бария. Известно, что процессы ионизации щелочных и щелочноземельных элементов существенно различны [2]: преобладающими ионами в плазме с присадкой бария являются  $BaOH^+$ , концентрация которых значительно превышает концентрацию свободных

атомов Ва. В этих условиях, как показано в [24], влияние реакции ионизации-рекомбинации



аналога реакции (1), на ток насыщения зонда не существенно, и имеется хорошее соответствие между концентрациями заряженных частиц, найденными по формулам [9] для токов насыщения при замороженных химических реакциях и определенными на основе спектральных измерений.

Однако только влиянием конечных скоростей реакций (1) также нельзя объяснить остающиеся расхождения для присадок лития и натрия, хотя использованная в [20] модель неохлаждаемого зонда, очевидно, прослеживает максимальное влияние этого фактора.

**Химическая неравновесность.** В [3] предполагалось, что причиной обсуждаемого расхождения в некоторых экспериментах в пламени с присадкой является отсутствие химического равновесия реакции (1) в зоне измерений и применение уравнения Саха неправомерно. Проверим это предположение на простой модельной задаче, из решения которой можно оценить, успевают ли установиться ионизационное равновесие за время пролета присадки до зоны измерений.

Пусть в неподвижном газе с концентрацией молекул  $N_m$  имеется некоторое количество способных к ионизации за счет реакции (1) атомов присадки, а их суммарная концентрация вместе с ионами равна  $N_\Sigma = N_a + N_i$ . Тогда изменение за счет реакции (1) концентрации ионов  $N_i$  с течением времени  $t$  описывается уравнением

$$dN_i/dt = c - bN_i - aN_i^2, \quad (2)$$

где  $a = v_r N_m$ ,  $b = v_i N_m$ ,  $c = bN_\Sigma$ ;  $v_i$  и  $v_r$  – константы скоростей ионизации и рекомбинации уравнения (1). Решением (2) в зависимости от начального условия является либо

$$N_i(t) = -\frac{b}{2a} + \frac{\Delta}{2a} \text{th} \frac{\Delta(t+C)}{2}, \quad \Delta = \sqrt{b^2 + 4ac}, \quad (3)$$

либо такое же выражение, но с заменой th на cth.

Постоянная интегрирования  $C$  определяется из начального значения  $N_i(0)$ . Она равна

$$C = \frac{2}{\Delta} \text{Arth} \frac{2aN_i(0) + b}{\Delta},$$

если  $2aN_i(0) + b < \Delta$ , в противном случае Arth заменяется на Arcth, и используется решение (3) с гиперболическим котангенсом.

Здесь необходимо остановиться на механизме ионизации щелочных металлов в пламенах. Известно [1], что он существенно различен для пламен, содержащих и не содержащих углеводороды. В первом случае степень ионизации щелочного элемента монотонно возрастает при удалении от среза горелки, стремясь к равновесному значению. Для оценки времени достижения ионизационного равновесия по формуле (3) примем  $N_i(0) = 0$ .

Картина изменяется уже при небольшом добавлении углеводородов (1%): в зоне реакции возникает избыточная ионизация, а вниз по потоку равновесие достигается при ее уменьшении. Полагают, что такое поведение объясняется реакцией между щелочным элементом и ионом  $\text{H}_3\text{O}^+$ , происходящей в зоне реакции углеводородного пламени. Для ацетилено-воздушного пламени концентрация  $\text{H}_3\text{O}^+$  в зоне реакции в отсутствие присадок может достигать  $10^{12} \text{ см}^{-3}$  [2]. Во всех упомянутых экспериментах [8, 9, 13, 18, 19] использовалось именно углеводородное пламя, суммарная концентрация присадки часто была невелика, на порядок меньше чем отмеченная концентрация  $\text{H}_3\text{O}^+$ . Поэтому будем предполагать, что при малом количестве присадки она полностью ионизируется в зоне реакции, так что  $N_i(0) = N_\Sigma$ , но не превышает  $10^{12} \text{ см}^{-3}$ , если  $N_\Sigma$  – достаточно большая величина.

Время достижения ионизационного равновесия для лития и натрия, определяемое из формулы (3), заметно зависит от используемых при оценке значений констант скоростей реакций. Константа скорости прямой реакции (1)  $v_i$  ( $\text{см}^3 \text{ молекула}^{-1} \text{ с}^{-1}$ ) может быть записана в виде

$$v_i = BT^{1/2} \exp(-eE/kT),$$

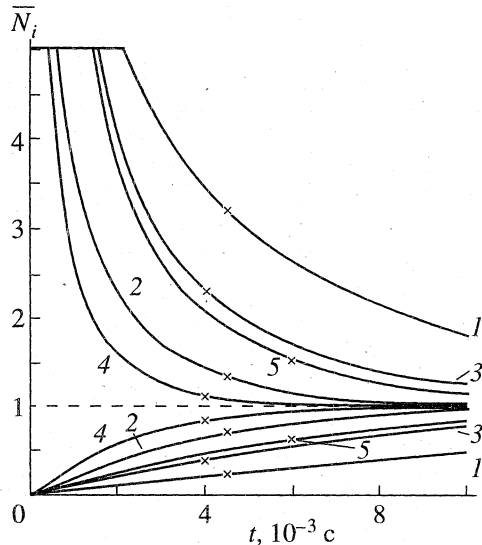
где  $E$  – потенциал ионизации;  $B$  – постоянная. Константа скорости обратной реакции  $v_r$  находится из константы равновесия Саха  $K$  ( $\text{молекула}/\text{см}^3$ )

$$K = v_i/v_r = 2.42 \times 10^{15} T^{3/2} \exp(-eE/kT).$$

Экспериментальные результаты [25] дают в среднем для всех щелочных элементов значение постоянной  $B = 9.9 \times 10^{-9}$ . В [23] приводятся несколько бóльшие значения –  $B = 8.4 \times 10^{-8}$  для лития,  $4.7 \times 10^{-8}$  для натрия и  $1.7 \times 10^{-8}$  для калия. Если использовать эти значения  $B$ , то, согласно (3), в зоне измерений [9], а также [13, 18, 19] устанавливается ионизационное равновесие. Ситуация для лития и натрия изменяется, если взять константу  $B$  из [25].

На рисунке приведены зависимости  $N_i(t)$ , рассчитанные по формуле (3) для условий проведения экспериментов [9, 18–20] при некоторых характерных значениях  $N_\Sigma$ . Скорость потока газов пламени в [9] в зоне измерений составляла  $U = 4.4 \text{ м/с}$ , измерения проводились на расстоянии  $h = 2 \text{ см}$  от среза горелки, отсюда оценивалось время пролета. В [18, 19]  $U = 5 \text{ м/с}$ ,  $h = 3$  и  $2 \text{ см}$  соответственно, температура пламени в [18]  $T = 2200 \text{ К}$ . Значения концентраций, которые достигаются через время пролета, отмечены точками на графиках. На рисунке также показаны зависимости, условно описывающие процесс ионизации присадки в пламенах, не содержащих углеводородов (нижние кривые).

Из рисунка видно, что для условий [9] ионизационное равновесие, видимо, не достигается в зоне измерений для присадок лития и калия. Для лития



Временные зависимости концентраций заряженных частиц, отнесенных к их равновесным значениям, для условий различных экспериментов (верхние кривые): 1 – Li,  $N_{\Sigma} = 10^{11} \text{ см}^{-3}$  [20]; 2 – Na,  $4 \times 10^{11}$  [9]; 3, 4 – Na,  $N_{\Sigma} = 4 \times 10^{11}$  и  $4 \times 10^{12}$  [19] соответственно; 5 – Na,  $10^{12}$  [18]. Нижние кривые – те же зависимости в гипотетическом случае отсутствия углеводородов в пламени.

оценка дает, что концентрация его ионов в 3.2 раза превышает равновесную (ср. с данными предыдущего раздела), для присадки натрия это превышение значительно меньше (всего лишь 35%). Равновесие также не достигается для опытов [19] с присадкой натрия, подача которой в пламя изменялась в широких пределах. При суммарной концентрации атомов и ионов натрия в зоне измерений  $N_{\Sigma} = 4 \times 10^{11} \text{ см}^{-3}$ , что приблизительно соответствует минимальной подаче присадки, имеем превышение концентрации ионов в 2.3 раза над равновесной. Однако при  $N_{\Sigma} = 4 \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$ , среднем количестве присадки, как видно из рисунка, равновесие практически достигается (превышение составляет 13%). Для условий [18] при  $N_{\Sigma} = 10^{12} \text{ см}^{-3}$ , что приблизительно соответствует упоминавшемуся выше “насыщению”, оценка дает концентрацию ионов натрия в зоне измерений, в 1.5 раза превышающую равновесную.

Таким образом, расхождение в значениях концентраций ионов лития и натрия, найденных из зондовых измерений, над равновесными можно отчасти объяснить отсутствием ионизационного равновесия в зоне измерений, если использовать для констант скоростей реакции (1) данные [25]. Экспериментальную проверку для лития и натрия следовало бы проводить на большем удалении от среза горелки.

**Диагностические формулы.** Для определения концентраций заряженных частиц в плазме пламени со щелочной присадкой можно рекомендовать следующие формулы, связывающие размерный ионный ток насыщения  $J$  с концентрацией в набегающем потоке  $N_{i\infty}$ . Для цилиндрического

зонда, ориентированного поперек потока,

$$J = 4\pi e D_i L N_{i\infty} I, \quad (4)$$

где  $e$  – заряд электрона;  $L$  – длина зонда. Безразмерный ток насыщения  $I$  с учетом конечных скоростей реакции (1) описывается сложной зависимостью [20]

$$I = 0.46 \text{Re}_e^{0.39} + 0.69 \text{Re}_e^{1.06} \gamma^{0.6} \kappa^{-0.6} - \frac{2.52 \text{Re}_e^{1.1} \gamma^{0.31} \kappa}{(1 + 0.6 \gamma^{-0.69} \kappa)^2}, \quad (5)$$

Для сферического зонда

$$J = 4\pi e D_i R N_{i\infty} I, \quad (6)$$

$$I = 2 + 0.47 \text{Re}_e^{0.58} + 1.18 \text{Re}_e^{1.11} \gamma^{0.59} \kappa^{-0.59} - \frac{2 \text{Re}_e^{1.56} \gamma^{0.6} \kappa}{(1 + 1.54 \gamma^{-0.2} \kappa)^2}, \quad (7)$$

Эти формулы получены для следующих значений входящих в них параметров:  $\text{Re}_e = 1-15$  для цилиндрического зонда,  $\text{Re}_e \leq 64$  для сферического,  $\gamma = v_i N_m D_i / U_{\infty}^2 \leq 0.1$ , степень ионизации атомов присадки  $\kappa = K / N_{i\infty} \leq 2$ .

Строго говоря, эти формулы пригодны для диагностики плазмы достаточно горячих пламен, в которых доля отрицательных ионов в свободном пламени мала, при условии, что в зоне измерений имеется химическое равновесие. Если эти условия выполняются, то для присадки калия в ацетилено-воздушном пламени при использовании кинетических данных [25] приведенные формулы могут превышать концентрацию заряженных частиц не более чем на 75%. Желательна была бы экспериментальная проверка приведенных соотношений в пламенах другого химического состава.

Как видно из (4)–(7), зависимости  $J(N_{i\infty})$  нелинейны. При их практическом применении лучше всего выразить в (4), (6)  $N_{i\infty}$  через  $\kappa$  и искать степень ионизации  $\kappa$ , решая для измеренного значения тока нелинейное уравнение. Затем концентрация заряженных частиц находится с использованием константы равновесия  $K$  как  $N_{i\infty} = K/\kappa$ . Если влияние химических реакций не учитывается как, например, для присадки бария, то два последних члена в (5), (7) игнорируются и используется стандартная процедура определения  $N_{i\infty}$ .

Отклонение зависимостей  $J(N_{i\infty})$  от линейных, согласно (4)–(7), небольшое. В то же время в [19] обнаружено существенно нелинейное поведение тока при увеличении концентрации электронов в зоне измерений: сначала зондовый ток линейно возрастает, затем его рост замедляется, а при достаточно больших концентрациях электронов начинает убывать. Этот экспериментальный факт был объяснен в [19] влиянием реакции ионизации–рекомбинации (1). Зависимости (4)–(7), полученные при упрощенной постановке задачи для изотермической плазмы, не подтверждают это предположение.

Отклонение экспериментальной зависимости тока от линейной начинается при  $N_e = (1-2) \times 10^{11} \text{ см}^{-3}$  [18, 19]. Быть может, с этим пока не нашедшим бесспорного объяснения явлением связано более хорошее согласие результатов зондовых и спектральных измерений [9, 20] для присадок калия и рубидия по сравнению с литием и натрием, так как в опытах с первыми двумя концентрация электронов не превышала указанного выше значения. Следует иметь в виду, что применение приведенных формул имеет ограничение сверху по концентрации заряженных частиц.

**Дальнейшие исследования.** Для уточнения приведенных формул и, быть может, констант скоростей реакции ионизации-рекомбинации необходимо исследовать в строгой постановке влияние температуры зонда на его ток насыщения. Предыдущие исследования, как, например, [13] и выполненные недавно [22, 26], свидетельствуют, что это влияние довольно мало. Однако физическая постановка задачи в этих работах не была строгой. Так, в [22, 26] рассматривалось медленное течение плазмы при  $Re_e \ll 1$  без учета кинетики реакций ионизации-рекомбинации и образования отрицательных ионов. В [13] эти процессы учитывались, но для обтекания зонда в режиме пограничного слоя, что не позволяет оценить их влияние для задней поверхности зонда. Между тем расчеты [20] показывают, что увеличение тока за счет химических реакций в большей степени обусловлено задней поверхностью зонда, чем передней. Возможно, теоретические исследования работы зонда при его неизотермическом обтекании с учетом протекающих химических реакций позволят объяснить сложное поведение зондового тока при увеличении концентрации электронов.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Хейхорст А., Сагден Т. Процессы ионизации, связанные с добавками щелочного металла в газовые пламена. В кн.: Низкотемпературная плазма. М.: Мир, 1967. С. 63.
2. Лаутон Дж., Вайнберг Ф. Электрические аспекты горения. М.: Энергия, 1976. 296 с.
3. Benilov M.S., Rogov B.V. Ion Saturation Currents to Spherical and Cylindrical Electrostatic Probes in Collisional Plasmas // J. Appl. Phys. 1991. V. 70. № 11. P. 6726.
4. Чан П., Тэлбот Л., Туриан К. Электрические зонды в неподвижной и движущейся плазме. М.: Мир, 1978. 202 с.
5. Бенилов М.С. Теория электрических зондов в потоках слабоионизованной плазмы высокого давления // ТВТ. 1988. Т. 26. № 5. С. 993.
6. Kanazawa A., Nonouchi S. Distribution of Current Density and Heat Flux Around a Cylindrical Probe under Atmospheric Pressure // Int. Chem. Eng. 1976. V. 16. № 1. P. 184.
7. Negishi N., Kimura I. Probe Measurements in a High-Density Ionized Gas // Bull. JSME. 1980. V. 23. № 181. P. 1171.
8. Егорова З.М., Кашеваров А.В., Фомина Е.М., Цхай Н.С. Об измерении концентрации заряженных частиц цилиндрическим зондом Ленгмюра в плазме пламени // ТВТ. 1988. Т. 26. № 3. С. 577.
9. Егорова З.М., Кашеваров А.В., Цхай Н.С. Ионный ток насыщения на электрические зонды в потоках плазмы при малых числах Рейнольдса // ПМТФ. 1990. № 1. С. 159.
10. Кашеваров А.В. Тепловая аналогия в теории зонда Ленгмюра // ИФЖ. 1995. Т. 68. № 4. С. 629.
11. Егорова З.М., Кашеваров А.В. О вольт-амперной характеристике цилиндрического зонда Ленгмюра в медленно движущейся плазме // ПМТФ. 1993. № 2. С. 3.
12. Кашеваров А.В. Вольт-амперная характеристика цилиндрического зонда Ленгмюра в медленно движущейся плазме при больших потенциалах зонда // ТВТ. 1994. Т. 32. № 2. С. 173.
13. Бенилов М.С., Косов В.Ф., Рогов Б.В., Синельников В.А. Токи насыщения на электрические зонды в потоках химически реагирующей плазмы с разными сортами ионов // ТВТ. 1987. Т. 25. № 3. С. 573.
14. Кашеваров А.В. О зондовых измерениях в плазме пламени // ТВТ. 1992. Т. 30. № 6. С. 1220.
15. Кашеваров А.В. О плотности тока насыщения в критической точке электрического зонда // ТВТ. 1995. Т. 33. № 1. С. 140.
16. Clements R.M., Smy P.R. Anomalous Currents to a Spherical Electrostatic Probe in a Flame Plasma // J. Phys. D. 1969. V. 2. № 11. P. 1731.
17. Бенилов М.С., Гринэ В.М., Лаиш А.А. и др. Снижение концентрации электронов в плазме продуктов сгорания вследствие образования отрицательных ионов // ТВТ. 1990. Т. 28. № 3. С. 620.
18. Косов В.Ф., Молотков В.И., Нефедов А.П. Измерения концентраций заряженных частиц в плазме продуктов сгорания методами электрического зондирования // ТВТ. 1991. Т. 29. № 4. С. 633.
19. Васильева И.А., Косов В.Ф. Особенности использования ионных частей зондовых характеристик в потоках продуктов сгорания с легкоионизирующейся щелочной присадкой // ТВТ. 1981. Т. 19. № 5. С. 1022.
20. Егорова З.М., Кашеваров А.В., Цхай Н.С. Об ионном токе насыщения на электрические зонды в плазме пламени со щелочной присадкой // ТВТ. 1992. Т. 30. № 3. С. 448.
21. Кашеваров А.В. О влиянии кинетики рекомбинации на ток насыщения зонда Ленгмюра в плазме пламени с присадкой // ТВТ. 1994. Т. 32. № 1. С. 12.
22. Кашеваров А.В. Характеристика охлаждаемого цилиндрического зонда в медленно движущейся плазме при больших потенциалах // ТВТ. 1996. Т. 34. № 4. С. 519.
23. Borgers A.J., Jongerius M.J., Hollander Tj., Alkemade C.Th.J. Radiofrequency Resonance Study of Alkali Metal Ionization in a Carbon Monoxide Flame. Pt. 2. Determination of the Ionization Rate Constants of Caesium, Potassium, Sodium and Lithium // J. Chem. Soc. Faraday Trans. 1. 1981. V. 77. № 5. P. 1083.
24. Егорова З.М., Кашеваров А.В., Цхай Н.С. Определение концентраций заряженных частиц в плазме пламени с присадкой бария // ТВТ. 1993. Т. 31. № 2. С. 190.
25. Ashton A.F., Hayhurst A.N. Kinetic of Collision Ionization of Alkali Metal Atoms and Recombination of Electrons with Alkali Metal Atoms in Flames // Combust. Flame. 1973. V. 21. № 1. P. 69.
26. Егорова З.М., Кашеваров А.В. Охлаждаемый цилиндрический зонд Ленгмюра в медленно движущейся плазме // ПМТФ. 1994. Т. 35. № 4. С. 3.