

СОДЕРЖАНИЕ

Том 48, номер 1, 2022

МАГНИТНЫЕ ЛОВУШКИ

Численное моделирование источника электронного пучка установки ГДЛ

В. Т. Астрелин, Е. И. Солдаткина

3

ДИНАМИКА ПЛАЗМЫ

Токи обратного направления в токовых слоях и торможение плазменных потоков

А. Г. Франк, С. Н. Сатунин

12

Влияние радиального градиента плотности на нелинейные магнитогидродинамические явления во вращающейся плазме

Е. П. Потанин

19

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ВОЛН С ПЛАЗМОЙ

Нелинейная восприимчивость магнитоактивной плазмы, описывающая параметрическое возбуждение двух продольных колебаний при распаде обыкновенной волны

А. Ю. Попов

27

ПЫЛЕВАЯ ПЛАЗМА

Перераспределение кинетической энергии в трехмерных облаках заряженных пылевых частиц

О. С. Ваулина

36

ДИАГНОСТИКА ИМПУЛЬСНЫХ СИСТЕМ

Исследование переходов между режимами и генерации отрицательных ионов в плазменном источнике на основе геликонового разряда в водороде

N. Sharma, M. Chakraborty, A. Mukherjee, P. K. Saha, N. K. Neog, M. Bandyopadhyay

41

НИЗКОТЕМПЕРАТУРНАЯ ПЛАЗМА

Сравнительное моделирование динамики волны ионизации в Ne и Ar в рамках уравнений сплошной среды

К. К. Трусов

54

Высокочастотный разряд со струйным электролитическим электродом

Ал. Ф. Гайсин, Ф. М. Гайсин, В. С. Желтухин, Э. Е. Сон

71

КОНФЕРЕНЦИИ

Основные тенденции и результаты в области физики плазмы в России (по материалам XLVIII Международной (Звенигородской) конференции по физике плазмы и УТС, март 2020 г.)

И. А. Гришина, В. А. Иванов

79

Памяти Юрия Петровича Райзера (26.01.1927–25.06.2021)

95

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ИСТОЧНИКА ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА УСТАНОВКИ ГДЛ

© 2022 г. В. Т. Астрелин^{а,*}, Е. И. Солдаткина^{а,**}

^а Институт ядерной физики СО РАН им. Г.И. Будкера, Новосибирск, Россия

*e-mail: V.T.Astrelin@inp.nsk.su

**e-mail: E.I.Soldatkina@inp.nsk.su

Поступила в редакцию 26.04.2021 г.

После доработки 30.06.2021 г.

Принята к публикации 30.07.2021 г.

Представлены результаты численного моделирования формирования электронного пучка в неоднородном магнитном поле в условиях облучения его источника плазмой, содержащей сверхзвуковой поток дейтронов. Для моделирования эмиссии ионов из плазмы используются граничные условия, полученные решением одномерного уравнения Пуассона в дебаевском слое на поверхности плазмы. Получены угловые характеристики пучка, определены условия его прохождения через магнитную пробку с большим пробочным отношением в открытую магнитную ловушку ГДЛ. Показано негативное влияние потенциала лайнера, запирающего поток плазмы на входе в источник пучка, приводящее к увеличению угловой расходимости его электронов.

Ключевые слова: численное моделирование, плазменный эмиттер ионов, электронный пучок, магнитная пробка, газодинамическая ловушка

DOI: 10.31857/S0367292122010024

1. ВВЕДЕНИЕ

На открытой магнитной ловушке ГДЛ в ИЯФ СО РАН [1] ведутся эксперименты по инжекции электронного пучка в дейтериевую плазму. Ловушка представляет собой пробкотрон с большим пробочным отношением и торцевыми расширителями магнитного поля, в одном из которых на его оси расположен источник электронного пучка [2]. Нагрев плазмы до субтермоядерных параметров проводится наклонной инжекцией мощных атомарных пучков и СВЧ-излучением на электронном циклотронном резонансе [3].

Для уменьшения до безопасного уровня разрушительного действия мощного потока энергии плазмы, выходящего из пробкотрона вдоль магнитного поля, источник размещается в ослабленном магнитном поле расширителя. Поэтому выходящие из источника электроны пучка должны иметь малые питч-углы, чтобы в нарастающем магнитном поле пройти в ловушку через ее пробку.

Эксперименты [2] показали, что при попадании даже разреженного потока плазмы внутрь источника в нем могут возникнуть электрические пробки между электродами, нарушающие его работу. Для выяснения причин пробоев методом двумерного численного моделирования проводился анализ электронно-оптической системы

источника электронного пучка с проникающей в него плазмой. В стационарном случае граница плазмы в таком источнике устанавливается там, где электрическое поле на ней достаточно велико для того, чтобы отразить электронную компоненту плазменного потока, остановив его продвижение. При этом ионы выходят через поверхность плазмы, ускоряясь и формируя в источнике электронов встречный ионный поток, дающий вклад в электрическое поле системы так же, как и электронный пучок.

Условие равновесия плазменной границы в электрическом поле зависит от параметров плазмы, в частности, от ее электронной температуры, характеристик ионного потока и от параметров проходящего через нее электронного пучка. Это условие было аналитически получено в работе [4] для плазмы с модельными функциями распределения частиц, основанными на экспериментальных измерениях и подтвержденными теоретическими оценками. В аналитическом решении уравнения Пуассона для потенциала в области дебаевского слоя на поверхности плазмы учитывалось, что в плазме, входящей в источник, направленная скорость ионного потока в условиях эксперимента десятикратно превышает ионно-звуковую скорость. Полученное одномерное решение в форме граничных условий на электриче-

ское поле и потенциал на поверхности плазмы далее использовалось для двумерного численного решения стационарной задачи формирования ионных потоков и электронного пучка в источнике со сложной формой электродов и структуры магнитного поля [5].

В экспериментах по инжекции электронного пучка в ловушку с плазмой проверялось две конфигурации источника пучка диодного типа. Первый вариант [2] характеризовался наличием заземленной диафрагмы на торце источника с отверстием диаметром 6 см. Через это отверстие выходил электронный пучок и входил встречный поток плазмы. Но работа этого источника была нестабильной из-за систематических электрических пробоев в диоде, ограничивающих длительность пучка до 1–10 мкс. Поэтому во второй версии источника [5] вместо диафрагмы был установлен лайнер — металлическая трубка с внутренним диаметром 4 см, на которую для запираания потока плазмы может подаваться потенциал. Лайнер закрыт от прямого попадания плазменного потока заземленным металлическим кожухом с таким же входным отверстием диаметром 4 см. Расстояние между лайнером и кожухом около 1 см. Длительность работы модернизированного источника при параметрах пучка, несколько меньших проектных значений, существенно возросла и практически ограничивалась его питанием.

Для второго варианта источника проводилось численное моделирование. Оно показало, что при заземленном лайнере в рабочем режиме ловушки плазменный поток из нее может проникать внутрь источника практически до его гексаборид лантанового катода, эмиссия электронов с которого ограничивалась его температурой. При этом угловая расходимость выходящего из источника электронного пучка зависит от глубины проникновения плазмы, но основная часть пучка оказывается внутри конуса потерь пробкотрона и может проходить в ловушку через магнитную пробку.

Предварительные эксперименты по запираанию плазменного потока, проходящего в источник, потенциалом лайнера определенного результата не дали. При подаче потенциала до -2 кВ заметных изменений в характеристиках пучка и в работе источника не наблюдалось. Поэтому представляет интерес исследование численным моделированием условия запираания потока плазмы потенциалом лайнера и его влияния на характеристики пучка. Ниже содержатся основные результаты новых и ранее проведенных численных исследований работы источника пучка.

В работе приведены условия эксперимента, описание источника электронного пучка, уста-

новленного в ГДЛ, краткое описание характеристик плазменного потока в расширителе ловушки и конфигурация ионных потоков в ней. Описана схема численного моделирования источника электронного пучка, в котором присутствует анодная плазма, эмитирующая сверхзвуковой поток ионов, а также метод нахождения формы поверхности плазмы, эмитирующей ионы. Для одномерного случая получены граничные условия на потенциал и электрическое поле в дебаевском слое плазмы, остановленной этим полем. Подробное описание части этих результатов рассмотрено в работах [4, 5].

Далее приведены параметры численной модели и результаты моделирования для случая нулевого потенциала лайнера. Рассмотрены некоторые результаты численного моделирования электронного пучка в условиях проникновения плазменного потока через заземленный лайнер внутрь источника. Основное отличие от работ [4, 5] заключается в уточнении эмиссионных характеристик плазмы с использованием характеристик ионных потоков внутри плазмы. Проведено моделирование формирования электронного пучка в источнике без анодной плазмы и с плазмой при различных её плотностях. Приведены вакуумный предельный ток, потери тока в лайнере и уточнены угловые характеристики электронного пучка.

Проведено численное моделирование для определения условий остановки плазменного потока потенциалом лайнера и влияния образовавшегося профиля плазменной границы внутри лайнера на характеристики выходящего из источника электронного пучка.

2. УСЛОВИЯ ЭКСПЕРИМЕНТА

Схема эксперимента приведена на рис. 1. Источник пучка триодного типа с термокатодом и полым анодом расположен в расширителе на оси ловушки на расстоянии ~ 150 см от катода до пробки с полем $B_0 \sim 12$ Тл. Распределение магнитного поля на оси от катода до центра ловушки показано на рис. 2. В районе источника поле приведено также в увеличенном масштабе. Магнитное поле источника пучка формируется его соленидом и близко к однородному $B_c \sim 0.15$ Тл на катоде в области ускорения электронов, далее достигает локального минимума ~ 0.034 Тл на $z \sim 34$ см и увеличивается до $B \sim 0.04$ Тл на выходе пучка из источника ($z \sim 43$ см), далее нарастая к пробке ГДЛ. Такая конфигурация поля позволяет значительно уменьшить плотность ионного тока на входную диафрагму до ~ 0.036 А/см².

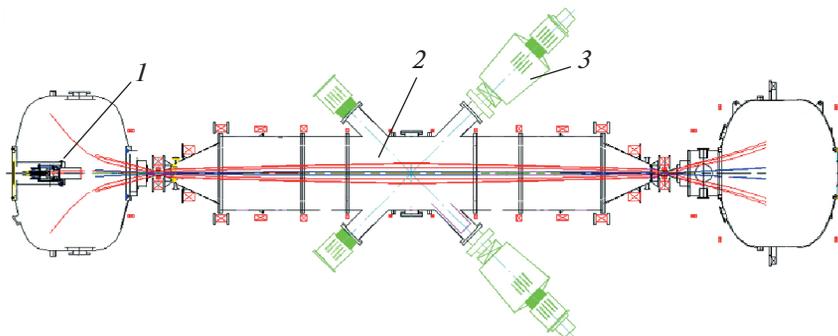


Рис. 1. Схема газодинамической магнитной ловушки ГДЛ: 1 – источник электронного пучка; 2 – центральный объем ловушки; 3 – источник нейтральных атомов.

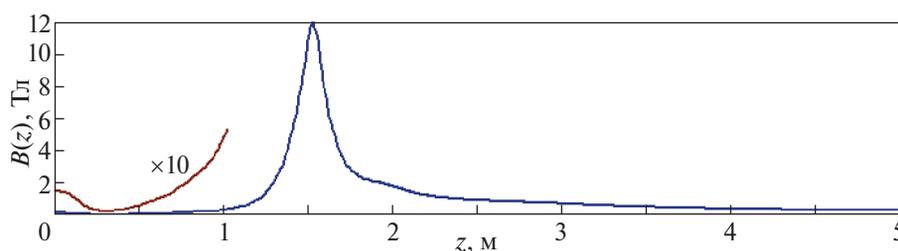


Рис. 2. Распределение магнитного поля в ГДЛ. Координата $z = 0$ – катод пушки, $z \sim 1.54$ м – магнитная пробка, $z \sim 5$ м – центр ловушки.

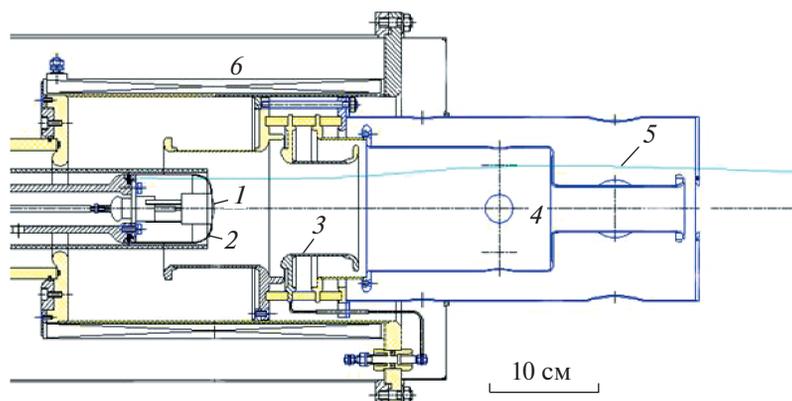


Рис. 3. Источник электронного пучка: 1 – LaB₆ эмиттер и 2 – катодный электрод, находящийся под отрицательным потенциалом; 3 – анодный электрод, заземлен; 4 – лайнер; 5 – силовая линия магнитного поля; 6 – соленоид пушки.

Источник электронного пучка

Источник представляет собой трехэлектродную электронную пушку (рис. 3). Она должна формировать пучок с малой угловой расходимостью скоростей электронов, такой, чтобы он мог пройти в ловушку через пробку с большим пробочным отношением. Допустимая величина максимального пичч-угла электронов определяется отношением магнитного поля в пробке к полю на

выходе пушки $R = B_0/B \sim 300$ и составляет $\theta_{\max} \sim R^{-0.5} \sim 0.06$ радиан.

В рассматриваемом режиме потенциал катода $U_0 = -25$ кВ, ток пучка $I_0 = 6.5$ А, ограничен температурой эмиттера. Борид-лантановый эмиттер диаметром $2R_c = 2$ см находится на торце катодного электрода диаметром 6 см. Эмиттер представляет собой выпуклый сферический сегмент с радиусом сферы 2.6 см. Такая форма катода была

выбрана для формирования пучка с высокой плотностью тока и малыми питч-углами в источнике с магнитной изоляцией [6]. Расстояние между катодом и выходным отверстием кожуха источника равно 43 см. Плотность тока замагниченных электронов пучка изменяется вдоль источника и составляет $j_e \sim 2, 0.47$ и 0.55 А/см² в точках $z = 5, 34$ и 43 см соответственно. При энергии электронов 25 кэВ плотность их объемного заряда в этих точках будет равна $n_b \sim 1.2 \times 10^9, 2.7 \times 10^8$ и 3.2×10^8 см⁻³.

Лайнер предназначался для уменьшения потока плазмы, проходящего в диод, с целью увеличения длительности работы диода. Длина лайнера равна 12 см, а его диаметр 4 см был выбран таким, чтобы магнитный поток, пересекающий эмиттер, проходил внутри лайнера, не касаясь его стенки. Расстояние от катода до начала лайнера, на котором происходит ускорение пучка, составляет ~ 30 см. В большей части проведенных экспериментов лайнер был заземлен.

Параметры плазмы в ловушке и расширителе

Рассматриваемый далее режим работы установки относится к наиболее изученным, допускающим ее длительную эксплуатацию. Центральный объем ловушки заполнен дейтериевой плазмой, нагреваемой пучками нейтральных атомов. В пробках плотность плазмы $n_0 \sim 10^{13}$ см⁻³, температура электронов и ионов $T_0 \sim T_{e0} \sim T_{i0} \sim 200$ эВ. Электроны, вышедшие через пробку в расширитель, в основном, возвращаются обратно полем плавающего потенциала плазмы, а ионы выходят, не возвращаясь. Поэтому распределение скоростей в пробке принято максвелловским для электронов и полумакселловским для ионов. Из равенства их токов через пробку получаем плавающий потенциал плазмы равным $\phi_{p10} \sim 0.75$ кВ. Плотность ионного тока, выходящего через пробку в расширитель, составляла $j_{i0} \sim 12.5$ А/см².

Выходящий в расширитель поток плазмы распространяется по силовым линиям расходящегося магнитного поля практически бесстолкновительно и поглощается коллектором. При этом электроны замагничены, и их плотность определяется больцмановским распределением в потенциале плазмы. Измерения показали, что потенциал плазмы у поверхности коллектора плазмы в расширителе ~ 30 эВ, а средняя температура электронов $T_e \sim 20$ эВ [7]. Низкотемпературные электроны, в основном, возникают за счет вторичной эмиссии с коллектора и при ионизации остаточного газа этими электронами, осциллирующими между пробкой и коллектором. Вклад в плотность плазмы у коллектора пролетных электронов, вышедших из ловушки, не превышает 9%. Это поз-

воляет в первом приближении ими пренебречь и учитывать только низкотемпературные электроны. Что касается потока ионов в расширителе, их поперечная тепловая энергия адиабатически переходит в продольную одновременно с продольным ускорением амбиполярным электрическим полем до энергии $\epsilon_{i0} \sim 1$ кэВ. Изменение функции распределения ионов по энергии $f_i(\epsilon)$ при их движении в убывающем магнитном поле было получено ранее теоретически в работе [8]. Было показано, что средняя энергия ионов близка к $6T_0$, а полуширина распределения близка к T_0 , что находится в хорошем согласии с экспериментом [8]. Это означает, что ионы вблизи коллектора приближенно можно считать моноэнергетическими со скоростью $v = (2\epsilon_{i0}/M)^{1/2}$, десятикратно превышающей скорость ионного звука $C_s = (T_e/M)^{1/2}$.

3. ДВИЖЕНИЕ ИОНОВ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ [5]

Для определения характеристик ионов в потоке плазмы предварительно был проведен расчет движения ионов в магнитном поле ловушки и источника электронного пучка. При попадании ионов в неоднородное поле соленоида пушки адиабатичность их движения нарушается, приводя к перераспределению потока плазмы у входа в пушку. Результат вычисления траекторий ионов, вылетающих из пробки с энергией 1 кэВ, в магнитном поле расширителя в приближении нулевого электрического поля в плазме приведен на рис. 4. Считая, что распределение плотности плазмы в расширителе будет определяться плотностью ионов в потоке, из этих данных можно получить распределение плотности тока и угловых скоростей ионов в любом месте плазменного потока, используя их далее в численном моделировании. Значения плотности тока и плотности плазмы в двух точках (на входе потока в источник и в 3 см от катода) представлены в таблице 1, приведенной ниже.

4. МЕТОД ЧИСЛЕННОГО РЕШЕНИЯ ЗАДАЧИ

Задача численного моделирования систем с плазменными эмиттерами характеризуется существенной разномасштабностью размеров элементов ускорительной системы и толщины дебаевского слоя на поверхности плазмы. С учетом этого численное моделирование источника проводится следующим образом [9, 10]. Задаётся поверхность анодной плазмы с формой, близкой к ожидаемой. Она разбивается на небольшие участки, поверхность которых можно считать плоской. К каждому такому участку со стороны области

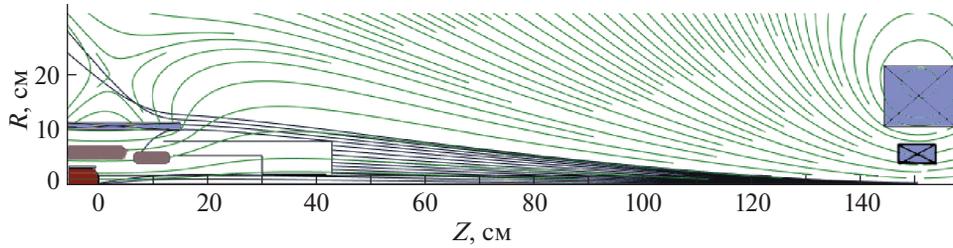


Рис. 4. Траектории ионов и силовые линии магнитного поля. Справа на рисунке – магнитная пробка ГДЛ, слева – электронная пушка с соленоидом.

ускорения примыкает слой толщиной d , масштаба десятка дебаевских радиусов, образуя плоский минидиод. Поверхность плазмы эмитирует поток ионов, навстречу которому движется электронный пучок, проходящий в плазму с энергией электронов eU_0 . Решением уравнения Пуассона находятся граничные условия на поверхности плазмы в дебаевском слое.

Граничные условия на поверхности плазмы

Определим потенциал ϕ и электрическое поле E в глубине квазинейтральной плазмы равными нулю. В этом случае уравнение Пуассона имеет вид [4]

$$\begin{aligned} \frac{d^2\phi}{dz^2} &= 4\pi e(n_e + n_{eb} - n_i) = \\ &= 4\pi en \left((1 - \eta) \exp(e\phi/T_e) + \right. \\ &\left. + \eta \frac{\sqrt{U_0}}{\sqrt{U_0 + \phi}} - v/\sqrt{v^2 - 2e\phi/M} \right). \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь n_e и n_i – плотности электронов и ионов плазмы в диодном зазоре и $\eta = n_{eb}/n$ – отношение плотности электронов пучка n_{eb} к невозмущенной плотности плазмы n при $\phi = 0$, $e > 0$ – элементарный заряд, v – проекция начальной скорости ионов v на нормаль к поверхности плазмы. Она связана с плотностью ионного тока соотношением $j_i = env$. Учитывая граничные условия в плазме $\phi \rightarrow 0$, $E = -d\phi/dz \rightarrow 0$ на координате $z \rightarrow -\infty$, однократно проинтегрируем уравнение и запишем его в безразмерных переменных $\chi = \phi/U_0$, $\xi = z/d$, $u_0 = v/\sqrt{T_e/M}$, $\tau = T_e/eU_0$:

$$\begin{aligned} \frac{E^2}{8\pi n T_e} &= \left[(1 - \eta) [\exp(\chi/\tau) - 1] + \right. \\ &\left. + \frac{2\eta}{\tau} (\sqrt{1 + \chi} - 1) + u_0 \sqrt{u_0^2 - 2\chi/\tau} - u_0^2 \right]. \end{aligned} \quad (2)$$

Это выражение описывает распределение электрического поля в диодном зазоре как функцию от потенциала при различных значениях направленной скорости ионов u_0 и плотности заряда электронного пучка η . В нашем случае $u_0 \sim 10$, $\eta \sim 0.045$, $\tau \sim 6 \times 10^{-4}$. Определим потенциал

Таблица 1. Параметры пучка и плазмы в источнике для численного моделирования

Параметры плазмы и источника	Обозначения	Значения
Плотность плазмы при $z = 43$ см и $z = 3$ см	n	$(0.7-1.3) \times 10^{10} \text{ см}^{-3}$
Плотность ионного тока в этих же точках	j_i	$(0.036-0.06) \text{ А/см}^2$
Энергия движения ионов	ε_{i0}	1 кэВ
Температура электронов плазмы в расширителе	T_e	20 эВ
Потенциал плазмы в диоде	ϕ_{pl}	30 В
Безразмерная скорость ионов	$u_0 = (2\varepsilon_{i0}/T_e)^{1/2}$	≤ 10
Безразмерная плотность электронов пучка	$\eta = n_{eb}/n$	0.03–0.2
Безразмерная температура электронов плазмы	$\tau = T_e/eU_0$	6×10^{-4}
Потенциал катода	U_0	-25 кВ
Ток пучка	I_0	6.5 А
Средняя плотность тока на катоде	j_{0e}	2 А/см ²

$\varphi = -4T_e/e$ (т.е., $\chi/\tau = -4$) как потенциал поверхности плазмы, разделяющей дебаевский слой и область ускорения ионов. На этой границе плотность электронов плазмы спадает более чем в 50 раз ($n_e/n < 0.02$), так что в области ускорения ими можно пренебречь.

На определенной таким образом границе плазмы величины ее потенциала, электрического поля, скорости и плотности ионного потока представляют собой набор граничных условий на поверхности плазмы, полученных ранее в работе [4]. Они совместно с потенциалами остальных электродов источника используются для решения двумерной задачи электронной оптики – задачи формирования электронного пучка.

Нахождение формы плазменной границы

Весь объем источника пучка разделяется на две части – объем, прилегающий к поверхностям эмиттеров, состоящий из мини-диодов, и остальная его часть. Напряжение на каждом таком мини-диоде определяется на предыдущем шаге итерационного процесса, согласующего электромагнитные поля, учитывающие вклад всех потоков частиц в источнике, с его траекторной частью. Аналогично выводу предельного тока в “законе трех вторых”, решением уравнения Пуассона (1) с полученными выше граничными условиями на поверхности плазмы для всех минидиодов находится предельная плотность ионного тока. Затем проводится сравнение полученных предельных токов с токами, определяемыми параметрами анодной плазмы. Далее каждый рассматриваемый участок поверхности плазмы смещается так, чтобы эти значения плотностей токов сблизались. Итерационный процесс повторяется до тех пор, пока токи не совпадут с заданной точностью. Это означает, что эмитируемые плазмой ионные токи проходят без отражения в источник, создавая при этом электрическое поле на границе, удовлетворяющее граничным условиям, а сама граница плазмы находится в равновесном положении.

5. ПАРАМЕТРЫ И ДОПУЩЕНИЯ ЧИСЛЕННОЙ МОДЕЛИ

Для проведенных экспериментов параметры эксперимента и численной модели для участка границы анодной плазмы, эмитирующей ионы в сторону катода, сведены в таблицу. Основными допущениями модели [5] было задание потенциала плазмы, заходящей в источник пучка, равным ее потенциалу, измеренному зондом у коллектора плазмы, $\varphi_{pl} = +30$ В, а также пренебрежение поперечным электрическим полем в плазме при ускорении ионов в расширителе и пространственным зарядом высокотемпературных ($T_e \sim 200$ эВ) элек-

тронов, выходящих из ГДЛ, в дебаевском слое плазмы и в области ускорения пучка. Равновесное положение боковой поверхности плазменной струи, прошедшей в источник через диафрагму и лайнер вдоль магнитного поля, не вычислялось, поскольку в коде не были заложены законы диффузии плазмы поперек магнитного поля и не решались уравнения магнитной гидродинамики для плазмы. Ее положение оценивалось по форме траекторий периферийных ионов плазменной струи, соответствующей рис. 4, с дополнительным учетом угловой расходимости тепловых скоростей ионов, которая адиабатически уменьшается при движении ионов в расходящемся магнитном поле. Максимальное значение питч-углов ионов на входе в источник составляет $\theta_{\max} \sim (B/B_0)^{1/2} \sim 0.06$ рад, где B и B_0 – магнитное поле на входе и в пробке. Расширение боковой поверхности плазмы внутри источника после прохождения лайнера, где адиабатичность движения ионов может нарушаться, оценивалось как $\Delta r(z) \sim \theta_{\max}(z_1 - z)(B/B_1)^{1/2}$, где z_1 и B_1 – координата ближней к катоду границы лайнера и поле на ней. Площадь фронтальной эмитирующей поверхности плазмы и плотность выходящего из нее ионного тока соответствуют ионному потоку, прошедшему через лайнер в источник.

Задача расчета электронно-оптических характеристик источника пучка решалась в двумерном осесимметричном приближении с применением пакета программ COMSOL и численного кода POISSON-2 [9], адаптированного для условий эксперимента. В частности, в алгоритмах кода при решении локальной одномерной задачи Пуассона в минидиодах было заложено движение ионов из плазмы в диод под углом к нормали к поверхности плазмы, как и в работе [5]. Это учитывалось во вкладе ионов в пространственный заряд и нахождении равновесной формы плазменной границы, обращенной к катоду. Плазма моделировалась как область без объемного заряда и электрического поля, ограниченная поверхностью с заданным потенциалом φ_{pl} . Магнитные поля соленоидов и потоков заряженных частиц в ней при расчете траекторий частиц учитывались полностью.

6. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ ИСТОЧНИКА С ЗАЗЕМЛЕННЫМ ЛАЙНЕРОМ

В работе [5] моделирование проводилось для нескольких режимов формирования электронного пучка в диоде пушки. Приведем некоторые результаты расчетов.

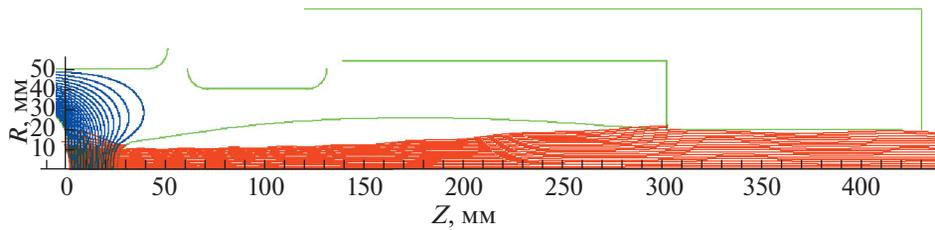


Рис. 5. Траектории ионов, электронов пучка и эквипотенциальные линии при потоке плазмы с плотностью ионного тока $j_i \sim 0.06 \text{ А/см}^2$ на ее границе и заземленным лайнером. Эквипотенциалы проведены через 1 кВ.

Диод без анодной плазмы

Расчет проводился для определения предельного вакуумного тока пучка и его угловых характеристик в отсутствие анодной плазмы. Ток пучка ограничивался пространственным зарядом его электронов.

При решении задачи был получен предельный ток пучка, эмитированного катодом, равный 6 А. Через лайнер выходит 4.9 А (82% тока пучка), остальное поглощается лайнером. Максимальный угол между вектором скорости электронов и вектором магнитного поля (питч-угол) на выходе пучка из источника ($Z \sim 44 \text{ см}$, $B \sim 0.0335 \text{ Тл}$) составил 0.045 радиана. Это меньше предельного угла $\theta_{\text{max}} = 0.06$ радиан. Следовательно, выходящий из источника электронный пучок пройдет в ловушку без отражения магнитной пробкой.

Диод с анодной плазмой

В режиме облучения источника пучка плазмой, выходящей из ловушки, с уточненными параметрами, приведенными выше в таблице, результат моделирования показан на рис. 5. Здесь ток пучка ограничивался эмиссионной способностью катода (в эксперименте – его температурой) и задавался равным 6.5 А ($\sim 2 \text{ А/см}^2$). Граница плазмы установилась на расстоянии $\sim 2.4 \text{ см}$ от катода. При этом через лайнер проходит $\sim 4.8 \text{ А}$ (73% от тока электронов с катода) с питч-углами до ~ 0.05 рад, остальные 1.7 А попадали на лайнер. Это означает, что выходящий из источника пучок может пройти в ловушку. Основной причиной появления питч-углов в диоде является, очевидно, формирование электростатической линзы, образованной близко расположенными выпуклыми поверхностями эмиттера и анодной плазмы, рассеивающей поток эмитированных электронов. Существенно, что в этом режиме ток катода ограничен его температурой, а не пространственным зарядом электронов. Это означает, что электрическое поле на его поверхности отличается от нуля и может дать значительный вклад в питч-углы электронов за счет угла между векторами электрического и магнитного поля.

Влияние плотности потока плазмы на характеристики пучка

При уменьшении плотности плазмы в 3 раза (плотность ионного тока на границе плазмы в диоде составила $j_i \sim 0.02 \text{ А/см}^2$) ее граница отодвинулась до $\sim 6 \text{ см}$ от катода (см. [5], рис. 6). Из эмитированного катодом тока 6.5 А через лайнер проходит $\sim 4.7 \text{ А}$ ($\sim 72\%$ эмитированного катодом тока). Питч-углы электронов, вышедших из источника, стали меньше ~ 0.025 радиана, т.е. меньше угла конуса потерь, равного 0.053 рад. Такой пучок проходит в ловушку без отражения.

Сравнение результатов моделирования

Из сравнения полученных результатов следует, что при рассматриваемых параметрах источника и плазмы в выходном лайнере источника теряется от 20 до 30% тока катода. В рабочем режиме ловушки плазма глубоко проникает в источник, искажая его оптические характеристики и приводя к увеличению питч-углов электронов. При этом электроны пучка приобретают угловые скорости почти до границы конуса потерь.

Из результатов моделирования и проведенных ранее экспериментов также следует, что диаметр лайнера должен существенно влиять на эффективность работы источника пучка. Это влияние имеет противоречивый характер. С одной стороны, лайнер облегчает работу источника, поскольку уменьшает количество плазмы, проходящее в него из ловушки. Кроме того, на лайнере теряется периферийная часть пучка с максимальными питч-углами электронов, которые могли бы влиять на работу источника, отражаясь от магнитной пробки ловушки. С другой стороны, токоосаждение на лайнере должно приводить к вторичной электронной эмиссии с него, а энерговыделение – к десорбции газа с его поверхности с последующей его ионизацией, что может приводить к пробоям в источнике.

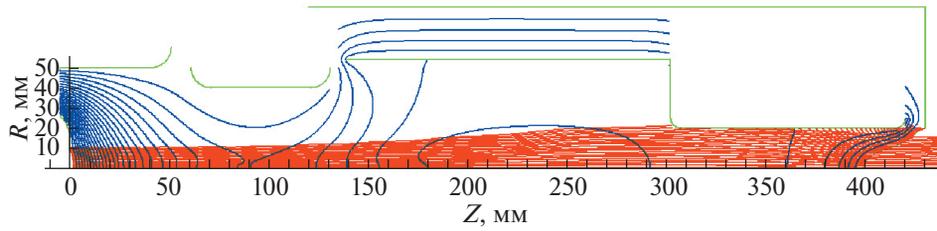


Рис. 6. Траектории ионов, электронов пучка и эквипотенциальные линии при потоке плазмы с плотностью ионного тока $j_i \sim 0.036 \text{ А/см}^2$ на ее границе и потенциале лайнера $\phi_l = -5 \text{ кВ}$. Эквипотенциалы проведены через 1 кВ.

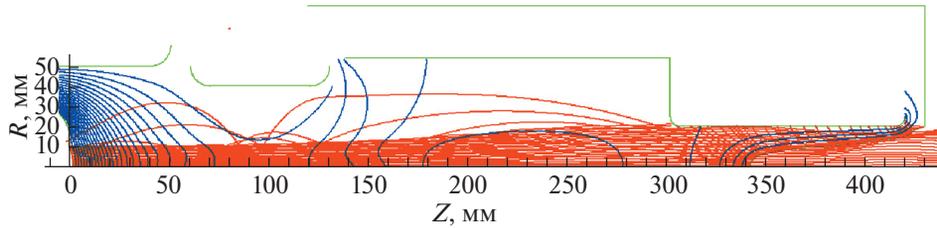


Рис. 7. Траектории ионов, электронов пучка и эквипотенциальные линии при потоке плазмы с плотностью ионного тока $j_i \sim 0.03 \text{ А/см}^2$ на ее границе и потенциале лайнера $\phi_l = -4 \text{ кВ}$.

7. ВЛИЯНИЕ ПОТЕНЦИАЛА ЛАЙНЕРА НА ЗАПИРАНИЕ ПОТОКА ПЛАЗМЫ

При проектировании источника пучка предполагалось ограничивать поток плазмы в источник, подавая на лайнер отрицательный потенциал. В этом случае плотность плазмы должна уменьшаться за счет ухода ионов на стенки и запираания электронов потенциалом лайнера. Дебаевская длина в плазме на входе в лайнер составляет $r_d \sim 0.4 \text{ мм}$ ($T_e = 20 \text{ эВ}$, $n_i \sim 7 \times 10^9 \text{ см}^{-3}$), что значительно меньше радиуса его трубки. При потенциале лайнера $\phi_l = -5 \text{ кВ}$ большую часть зазора между плазмой и стенкой лайнера занимает ленгмюровский слой. Малость электронной температуры плазмы по сравнению с направленной энергией ионов в ней позволяет пренебречь действием поперечного электрического поля на движение ионов в дебаевском слое плазмы.

Результат численного моделирования по установлению границы плазмы для основного режима работы ГДЛ при потенциале лайнера $\phi_l = -5 \text{ кВ}$ приведен на рис. 6. Плазма, входящая в источник справа, проходит на глубину 32 мм и останавливается там, где приходящий к границе ионный поток с плотностью тока $j_i \sim 0.036 \text{ А/см}^2$ равен уходящему, ускоряемому электрическим полем ленгмюровского слоя. Радиальное электрическое поле между плазмой и лайнером составляет, в среднем, около 5 кВ/см. Под действием этого поля питч-углы электронов пучка возрастают до 0.18 радиана так, что внутри конуса потерь от выходного тока пучка остается доля

около 7%, которая пройдет в ГДЛ. Большая часть пучка отразится от входной пробки ловушки. Такой режим для инъекции пучка в ловушку непригоден. Очевидно, что увеличение потенциала лайнера приведет к уменьшению длины проникновения плазмы в лайнер, и к росту плотности радиального ионного потока и радиального электрического поля. Поэтому здесь значительного уменьшения питч-углов ожидать не приходится, а вероятность электрических пробоев на лайнер возрастает.

Уменьшение потенциала лайнера приведет к уменьшению радиального электрического поля и увеличению глубины проникновения плазмы в лайнер. На рис. 7 приведен результат моделирования для потенциала лайнера $\phi_l = -4 \text{ кВ}$. В этом режиме плазма проходит в источник на глубину около 9 см, где плотность эмиссионного тока ионов из плазмы составляет величину порядка $j_i \sim 0.03 \text{ А/см}^2$. Максимальный питч-угол электронов, выходящих из источника, близок к 0.15 рад с током пучка внутри конуса потерь $\sim 0.414 \text{ А}$ ($\sim 6.4\%$ эмиссионного тока катода, или $\sim 8\%$ выходного тока пучка). Это близко к предыдущему случаю с отражением большей части пучка от входной пробки. Как следует из динамики сходимости итерационного процесса решения задачи, процесс сходимости решения близок к завершению, но не закончен. Величины электрического поля на поверхности плазмы недостаточно для ее остановки, граница плазмы в итерациях продолжает медленно продвигаться внутрь лай-

нера. Учитывая приближенный характер модели и конечную точность используемых алгоритмов, можно рассматривать потенциал лайнера $\phi_l = -4$ кВ, как критический для остановки потока плазмы, входящей в источник.

8. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведено численное моделирование источника электронного пучка в неоднородном магнитном поле в условиях облучения мощным потоком плазмы со сверхзвуковым потоком ионов, вытекающим из торцевой магнитной пробки газодинамической ловушки ГДЛ. С этой целью разработана одномерная теория плазменного эмиттера сверхзвукового потока ионов для задания граничных условий на потенциал и электрическое поле на поверхности анодной плазмы, втекающей в источник. Разработаны численные алгоритмы в рамках кода POISSON-2 для двумерного моделирования электронно-оптической системы источника электронного пучка с анодной плазмой в неоднородном магнитном поле.

Сформулирована физическая модель и проведено численное моделирование формирования электронного пучка в источнике для одного из режимов работы ГДЛ. Показано, что при нулевом потенциале лайнера периферийная часть пучка поглощается лайнером. Выходящие из источника электроны пучка имеют угловые скорости, достаточные для прохождения в ловушку через ее входную пробку без отражения. В режиме ограничения тока эмиссии электронов температурой катода входящий в источник поток плазмы увеличивает угловую расходимость в пучке. При этом углы остаются в пределах конуса потерь ловушки, в том числе при уменьшении плотности плазмы.

Проверялось влияние потенциала лайнера на запираание потока плазмы и угловые характеристики электронов пучка. При потенциале -5 кВ плазма проникает внутрь лайнера на глубину около 3 см и останавливается электрическим полем. Однако в этом поле питч-углы электронов существенно возрастают, так что более 90% тока пучка должно отразиться магнитной пробкой ловушки. Уменьшение напряжения на лайнере до -4 кВ приводит к увеличению глубины проникновения

плазмы до ~ 9 см что, по-видимому, является критическим значением для ее запираания. Питч-углы пучка при этом остаются неприемлемо большими, и большая часть пучка в ловушку не пройдет. Это означает, что при формировании пучка в источнике для ввода в ГДЛ режим запираания плазмы потенциалом лайнера, по-видимому, неэффективен. Учитывая приближенность физической модели, содержащей ряд допущений, этот вывод будет проверяться в эксперименте с определением допустимых напряжений на лайнере.

Авторы искренне признательны П.А. Багрянскому и Д.И. Сквородину за полезные консультации и плодотворные обсуждения. Работа выполнена при поддержке Министерства высшего образования и науки РФ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Иванов А.А., Приходько В.В. // УФН. 2017. Т. 187. С. 547.
2. Солдаткина Е.И., Астрелин В.Т., Багрянский П.А., Воскобойников Р.В., Иванов А.А., Трунев Ю.А., Шульженко Г.И. // Тез. докл. XLVI Межд. Звенигородской конф. по физике плазмы и УТС. Звенигород. 2019. С. 96.
3. Bagryansky P.A., Shalashov A.G., Gospodchikov E.D., Lizunov A.A., Maximov V.V., Prikhodko V.V., Soldatkina E.I., Solomakhin A.L., Yakovlev D.V. // Phys. Rev. Lett. 2015. V. 114. P. 205001.
4. Астрелин В.Т. // Известия вузов. 2020. Т. 63 (10). С. 63.
5. Astrelin V.T., Bagryansky P.A., Soldatkina E.I., Skovorodin D.I. // IEEE Nuclear and Plasma Sci. Soc.: Proc. 7 Int. Congress on Energy Fluxes and Radiation Effects (EFRE). Tomsk. 2020. Rep. S7-P-021005. P. 403.
6. Kuznetsov G.I., Batazova M.A., and Tiunov M.A. // Proc. Int. Symp. "Space Charge Effects in Formation of Intense Low Energy Beams". Dubna. 1999. P. 144.
7. Soldatkina E., Anikeev M., Bagryansky P., Korzhavina M., Maximov V., Savkin V., Yakovlev D., Yushmanov P., and Dunaevsky A. // Physics of Plasmas. 2017. V. 24. P. 022505.
8. Анিকেев А.В., Багрянский П.А., Кузнецов Г.И., Ступишин Н.В. // Физика плазмы. 1999. Т. 25. С. 842.
9. Астрелин В.Т. // Успехи прикладной физики. 2013. Т. 1. С. 571.
10. Котельников И.А., Астрелин В.Т. // УФН. 2015. Т. 185. С. 753.

ТОКИ ОБРАТНОГО НАПРАВЛЕНИЯ В ТОКОВЫХ СЛОЯХ И ТОРМОЖЕНИЕ ПЛАЗМЕННЫХ ПОТОКОВ

© 2022 г. А. Г. Франк^{а,*}, С. Н. Сатунин^а

^а Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия

*e-mail: annfrank@fpl.gpi.ru

Поступила в редакцию 21.05.2021 г.

После доработки 20.07.2021 г.

Принята к публикации 20.07.2021 г.

На основе анализа структуры электродинамических сил в токовых слоях впервые установлена роль токов обратного направления в торможении ранее ускоренных потоков плазмы. Изучение эволюции разнонаправленных сил, которые приводят к ускорению плазмы и ее торможению, позволило впервые объяснить наблюдавшийся во многих экспериментах характер изменения со временем энергии сверхтепловых потоков плазмы в токовых слоях, когда после достижения максимального значения энергии происходило ее быстрое уменьшение. Можно предполагать, что генерация токов обратного направления играет роль и в торможении высокоскоростных плазменных потоков, распространяющихся из хвостовой области магнитосферы к Земле.

Ключевые слова: токовый слой, обратные токи, ускорение плазмы, торможение плазменных потоков

DOI: 10.31857/S036729212201005X

1. Формирование токовых слоев, концентрация избыточной магнитной энергии и последующее ее преобразование в процессах магнитного пересоединения интенсивно исследуются в течение последних десятилетий [1–3]. Интерес к токовым слоям обусловлен тем, что они лежат в основе разнообразных явлений вспышечного типа, таких, как вспышки на Солнце и звездах, суббури в магнитосферах Земли и планет, неустойчивости срыва в плазме токамаков и др. [1–5]. Токовые слои представляют собой пространственно выделенные области замагниченной плазмы, которые служат границей раздела магнитных полей различающихся (или противоположных) направлений. Эффективная трансформация магнитной энергии в другие виды происходит в токовых слоях благодаря высокой плотности электрического тока, сосредоточенного в пределах сравнительно малых областей пространства. В метастабильных токовых слоях основными каналами энерговыделения являются эволюционный нагрев плазмы и генерация сверхтепловых плазменных потоков, т.е. преобразование магнитной энергии в тепловую и кинетическую энергию плазмы.

Фундаментальный характер проблем преобразования магнитной энергии в плазме и возможности моделирования нестационарных астрофизических явлений в лабораторных условиях инициировали изучение формирования и эволюции токовых слоев методами экспериментальной фи-

зики [6–12]. При этом детальное исследование структуры магнитных полей, токов и электродинамических сил позволяет понять особенности одного из важнейших процессов динамики токовых слоев – генерации высокоэнергичных плазменных потоков.

Особая ситуация возникает при возбуждении токов обратного направления по отношению к основному току, протекающему в слое, что должно изменять структуру электродинамических сил и, как следствие, может оказать существенное влияние на процессы ускорения плазмы. Возможность появления токов обратного направления в “нейтральных” токовых слоях была теоретически предсказана С.И. Сыроватским [13], и затем обратные токи были зарегистрированы и исследовались в экспериментах [14, 15]. В работе [16] было установлено, что токи обратного направления возникают в результате движения высокоскоростных потоков плазмы в магнитном поле токового слоя.

В настоящей работе представлены результаты исследования структуры электродинамических сил в токовых слоях при возбуждении токов обратного направления и влияния этих изменений на динамические свойства плазмы. Установлено, что у боковых краев токовых слоев возникают электродинамические силы значительной величины, которые вызывают торможение ранее ускоренных потоков плазмы. Появление сил тор-

можения позволило впервые объяснить наблюдавшийся во многих экспериментах характер изменения со временем энергии потоков плазмы, когда после достижения максимального значения энергия довольно быстро уменьшалась [17–20]. Можно предполагать, что генерация токов обратного направления и, как следствие, появление сил торможения оказывают влияние также на характеристики высокоскоростных плазменных потоков, которые распространяются из хвостовой области магнитосферы по направлению к Земле.

2. Структура токовых слоев исследовалась с помощью установки ТС-3D [21, 22], рис. 1, в которой возбуждается квазистационарное магнитное поле (1) с особой линией X-типа на оси вакуумной камеры, совмещенной с осью $0z$

$$\mathbf{B} = \{B_x^0; B_y^0; B_z^0\} = \{hy; hx; B_z^0\}. \quad (1)$$

В магнитном поле (1) создается начальная плазма с концентрацией $N_e \approx (2-5) \times 10^{14} \text{ см}^{-3}$, и затем возбуждается электрический ток J_z параллельно X-линии, что приводит к формированию токового слоя. Зависимость тока от времени близка к синусоидальной (амплитуда $J_z^0 \approx 30-50 \text{ кА}$, полупериод $T/2 = 6 \text{ мкс}$).

Структура магнитных полей изучалась с помощью системы магнитных зондов, которые перемещались либо вдоль поверхности токового слоя (линия AA', $y = 0.8 \text{ см}$), либо поперек слоя, на двух расстояниях от X-линии (BB', $x = -0.8 \text{ см}$, и CC', $x = -5 \text{ см}$), рис. 1. В каждой точке зонды регистрировали изменения во времени трех взаимно перпендикулярных компонент магнитного поля, что позволило получить распределения магнитных полей, плотности тока $j_z(y)$, линейного тока $I_z(x) = \int j_z(x, y) dy$ и сил Ампера [14–16, 23, 24].

Тепловые и направленные скорости ионов определялись на основе доплеровских уширений профилей спектральных линий ионов аргона, Ar II 480.6 нм, Ar III 379.5 нм [19] и ионов криптона, Kr II 473.9 нм, Kr III 501.6 нм [20].

3. Формирование токового слоя в магнитном поле (1) приводит к значительному усилению тангенциальной компоненты магнитного поля B_x и ослаблению нормальной к поверхности слоя компоненты B_y , по сравнению, соответственно, с B_x^0 и B_y^0 [9, 12, 14–16], см. рис. 2, 3. Нормальная компонента $B_y \neq 0$, т.е. токовые слои не являются нейтральными, и абсолютная величина B_y растет практически линейно с расстоянием вдоль оси x от середины слоя к боковым краям, где B_y резко возрастает.

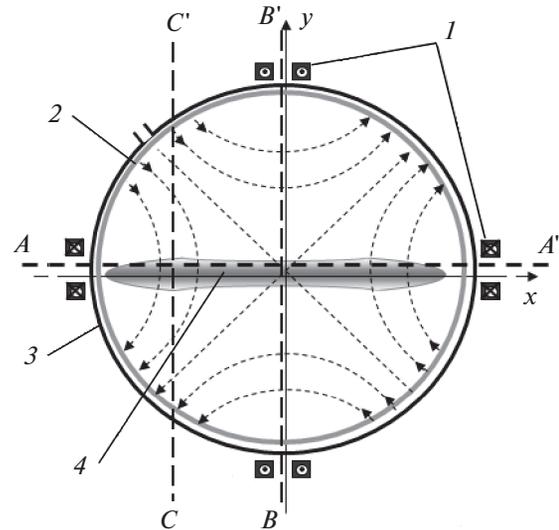


Рис. 1. Поперечное сечение установки ТС-3D: 1 – проводники с токами для возбуждения 2D магнитного поля $\mathbf{B} = \{hy; hx; 0\}$, силовые линии которого показаны штриховыми линиями со стрелками; 2 – вакуумная камера; 3 – система витков Θ -разряда; 4 – токовый слой; AA', BB', CC' – линии перемещения магнитных зондов.

В моменты времени, показанные на рис. 2, 3, линейный ток $I_z(x)$ имеет одно направление, заданное внешним электрическим полем, которое возбуждало ток J_z . В середине слоя ($x \approx 0$) ток $I_z(x)$ максимален и обращается в нуль у боковых концов слоя.

При возбуждении тока J_z в плазме, находящейся в магнитном поле (1), возникают электродинамические силы (силы Ампера), которые вызывают сжатие тока и плазмы к плоскости ($y = 0$), в результате в y -направлении устанавливается равновесие между силами Ампера и градиентом давления плазмы. В то же время, вдоль поверхности токового слоя силы Ампера направлены от центра к обоим боковым краям слоя, см. рис. 2, 3.

4. Основное уравнение движения плазмы в приближении магнитной гидродинамики записывается следующим образом:

$$M_i N_i \frac{d\mathbf{v}}{dt} = -\nabla p + \frac{1}{c} [\mathbf{j} \times \mathbf{B}]. \quad (2)$$

Здесь M_i , N_i и \mathbf{v} – масса, концентрация и скорость ионов плазмы, p – давление плазмы, $\mathbf{f} = [\mathbf{j} \times \mathbf{B}]/c$ – плотность сил Ампера. В токовых слоях в большинстве случаев градиент давления плазмы в x -направлении пренебрежимо мал [25, 26], и ускорение происходит под действием сил Ампера. При развитии слоя в 2D магнитном поле, при $B_z^0 = 0$, плотность сил Ампера f_x зависит от плот-

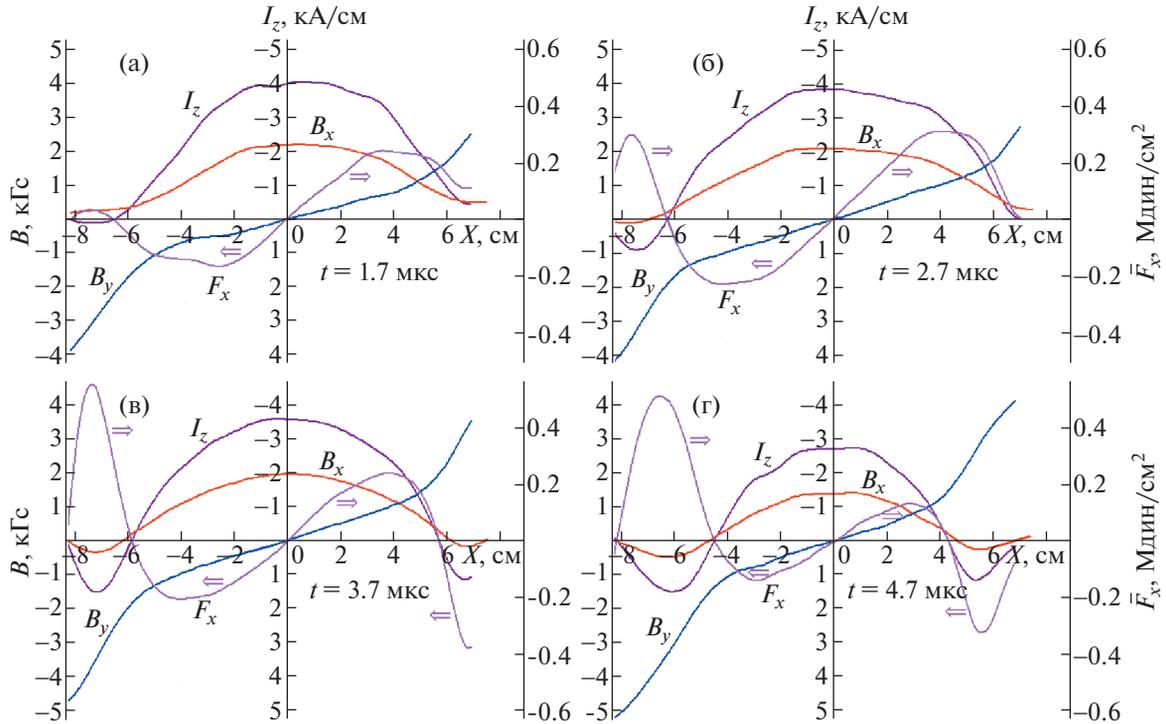


Рис. 2. Распределения тангенциальной $B_x(x)$ и нормальной $B_y(x)$ компонент магнитного поля токового слоя, линейного тока $I_z(x)$ и сил Ампера $F_x(x)$ в области $|y| \leq 0.8$ см, в последовательные моменты времени, при формировании токового слоя в Аг. Направления $F_x(x)$ показаны двойными стрелками. Условия эксперимента: Аг, $p = 28$ мТорр; $B_z = 0$; $h = 0.63$ кГс/см, $J_z^{\max} = 45$ кА.

ности тока j_z и величины нормальной компоненты B_y :

$$f_x(x, y, t) = -\frac{1}{c} j_z(x, y, t) B_y(x, y, t). \quad (3)$$

В настоящей работе были использованы данные о линейном токе $I_z(x)$ в окрестности средней плоскости токового слоя ($|y| \leq \Delta y = 0.8$ см), т.е.

$$I_z(x, t) = \int j_z(x, y, t) dy. \quad (4)$$

Поэтому далее мы рассматриваем силы Ампера $F_x(x, t)$, которые представляют собой интеграл по области $|y| \leq \Delta y$

$$F_x(x, t) = \int f_x(x, y, t) dy = -\frac{1}{c} I_z(x, t) B_y(x, t). \quad (5)$$

При вычислении $F_x(x, t)$ учитывалось, что B_y -компонента изменяется незначительно в пределах области интегрирования $2\Delta y$ [14].

В моменты времени, показанные на рис. 2а и 3а, силы Ампера $F_x(x)$ направлены в противоположные стороны при $x > 0$ и $x < 0$, т.е. от центральной области слоя к боковым краям (направления $F_x(x)$ показаны двойными стрелками).

5. Ускоренные потоки плазмы, которые двигались в x -направлении, были зарегистрированы в

работах [15, 17–20]. Эти потоки возникали с определенной задержкой относительно начала формирования токового слоя (подробнее см. [16]), затем энергия направленного движения плазмы возрастала и могла значительно превысить тепловую энергию. В соответствии со структурой сил Ампера $F_x(x)$ (рис. 2а, 3а) в центре слоя, при $|x| \sim 0$, скорости малы и должны возрастать у боковых краев.

При формировании токовых слоев в плазме с ионами Аг и Кг скорости потоков плазмы достигали значений $v_x \approx (2-3) \times 10^6$ см/с [19, 20], при этом измерялись скорости v_x , усредненные вдоль всей ширины токового слоя. Однако в пределах слоя скорости различаются как по направлению (при $x > 0$ и $x < 0$), так и по величине (при $|x| \sim 0$ и $|x| \gg 0$). Поэтому естественно считать, что максимальные скорости потоков у боковых краев слоя, при $|x| \gg 0$, могут в 1.5–2 раза превышать усредненные значения v_x .

6. На определенном этапе эволюции токовых слоев в распределениях линейного тока $I_z(x)$ возникают качественные изменения: у боковых краев слоя появляются токи сравнительно небольшой величины, направление которых противоположно

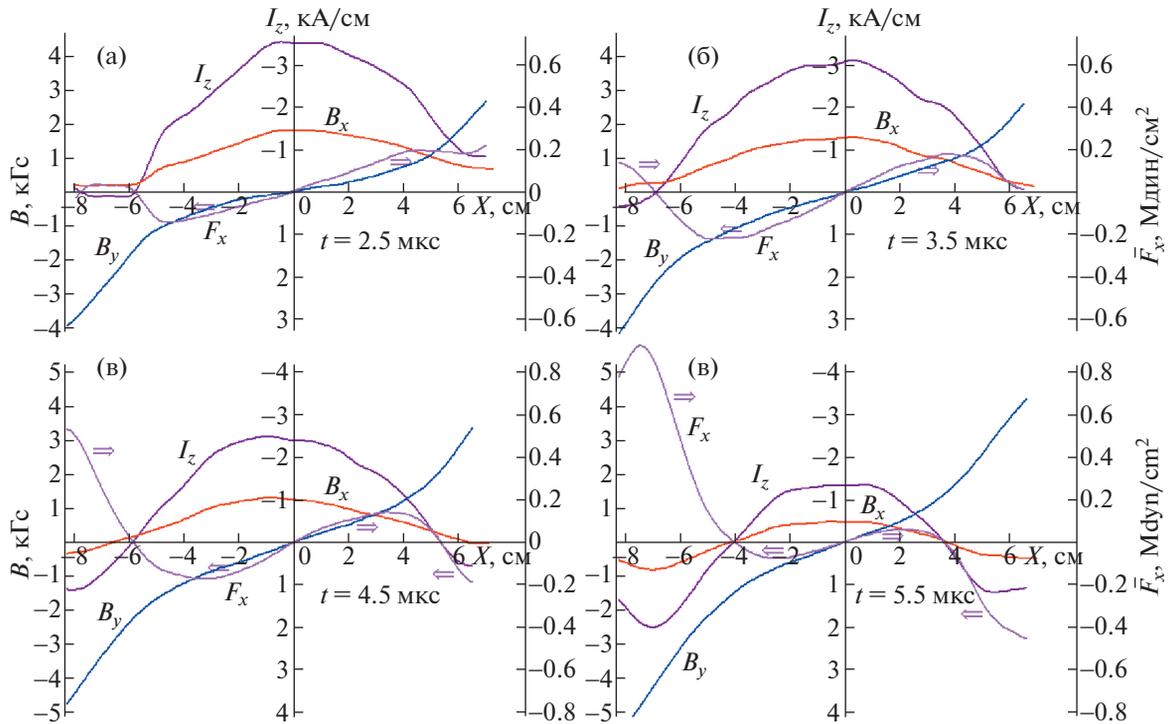


Рис. 3. Распределения тангенциальной $B_x(x)$ и нормальной $B_y(x)$ компонент магнитного поля токового слоя, линейного тока $I_z(x)$ и сил Ампера $F_x(x)$ в области $|y| \leq 0.8$ см, в последовательные моменты времени, при формировании токового слоя в Кг. Направления $F_x(x)$ показаны двойными стрелками. Условия эксперимента: Кг, $p = 36$ мТорр; $B_z = 0$; $h = 0.63$ кГс/см, $J_z^{\max} = 45$ кА.

ложно направлению тока в большей части слоя, рис. 2б, 3б. Обратные токи возникают в результате возбуждения индукционных электрических полей E'_z при движении потоков плазмы со скоростями v_x в поперечном магнитном поле B_y [16]

$$E'_z = \frac{v_x B_y}{c}. \quad (6)$$

Существенно, что индукционные поля E'_z направлены противоположно по отношению к начальному полю E_z^0 , благодаря которому происходило формирование токового слоя. Напряженность поля E'_z в различных участках слоя определяется локальными значениями скорости плазмы v_x и напряженности магнитного поля B_y . В центре слоя скорости малы и увеличиваются у краев слоя; абсолютная величина B_y компоненты также мала в середине и значительно возрастает у боковых краев, рис. 2, 3. В результате в пределах ширины токового слоя поля E'_z существенно неоднородны и достигают максимальных значений у боковых краев слоя, где они могут превосходить по абсолютной величине начальное электрическое поле E_z^0 .

Таким образом, в пределах всего токового слоя возбуждаются электрические токи, направленные противоположно основному току в слое, причем изменение направления суммарного тока происходит именно у боковых краев слоя [14–16].

Момент появления обратных токов определяется временем, которое необходимо для ускорения плазмы, и это время возрастает для плазмы с более тяжелыми ионами [16, 23] (ср. моменты времени на рис. 2 и 3).

7. Изменение направления линейного тока $I_z(x)$ должно, очевидно, приводить к появлению сил Ампера F'_x , направленных от боковых краев к середине слоя, т.е. навстречу силам в центральной области, см. (5) и рис. 2, 3. Несмотря на то, что обратные токи относительно малы, силы F'_x оказываются по абсолютной величине соизмеримыми или даже превышают силы F_x в центральной области слоя, рис. 2, 3. Это связано со значительной напряженностью B_y компоненты у боковых краев слоя. Быстрое увеличение сил F'_x можно видеть, сравнивая результаты, которые соответствуют последовательным моментам времени и представлены на рис. 2 и рис. 3.

При формировании токовых слоев в плазме с ионами как Ar (рис. 2), так и Kr (рис. 3), увеличе-

ние сил Ампера F'_x происходит подобным образом, за исключением различий во времени, поскольку в плазме с ионами Кг обратные токи и, соответственно, силы F'_x возникают позже, чем в Аг.

Очевидно, что появление у боковых краев слоя сил Ампера F'_x , направленных к центру слоя, должно оказывать значительное воздействие на динамику плазмы и может приводить к замедлению движения плазменных потоков, которые ранее ускорялись по направлению от центра к боковым краям.

8. Поскольку направленные потоки плазмы приобретают энергию за счет работы сил Ампера $F'_x(x)$ на расстоянии равном длине ускорения, то максимальное значение энергии можно оценить, вычисляя работу сил Ампера на половине ширины токового слоя, или на расстоянии $(-R_c \leq x \leq 0)$, где R_c – радиус вакуумной камеры.

В связи с появлением у боковых краев слоя сил Ампера F'_x , направленных к середине слоя, возникает вопрос, может ли работа этих сил привести к замедлению или даже к остановке плазменных потоков. Для выяснения этого вопроса зависимость от времени работы сил Ампера

$$A(t) = \int F'_x(x, t) dx, \quad (7)$$

вычислялась отдельно в областях, где сосредоточены токи прямого направления ($x^R(t) \leq x \leq 0$), работа A_D , и в областях с обратными токами ($-R \leq x \leq x^R(t)$), работа A_R , для токовых слоев, которые формировались в Аг (рис. 4а) и в Кг (рис. 5а). Здесь $x^R(t)$ – координата, где изменяются направления линейного тока $I_z(x, t)$ и силы Ампера. Зависимости от времени суммарной работы сил Ампера, $A_T = A_D + A_R$, в пределах половины ширины токового слоя, $(-R_c \leq x \leq 0)$, также приведены на рис. 4а и 5а.

На начальном этапе эволюции токовых слоев работа сил Ампера A_D , которые ускоряли плазму, значительно превосходила работу сил A_R , направленных к центру, так что $A_T \approx A_D \gg |A_R|$, рис. 4а, 5а. Это справедливо при $t \leq 2.5$ мкс для слоя в Аг плазме и при $t \leq 4.0$ мкс для слоя в Кг плазме. Однако затем ситуация кардинально менялась: абсолютная величина $|A_R|$ резко возрастала при одновременном уменьшении величины A_D , а суммарная работа A_T значительно уменьшалась и принимала отрицательное значение. Это происходило при $t \approx 3.7$ мкс для слоя в Аг плазме и при $t \approx 4.6$ мкс для слоя в плазме с ионами Кг. Таким образом, как следует из анализа работы сил Ампера, на поздних стадиях эволюции токовых слоев, в результате возбуждения токов обратного на-

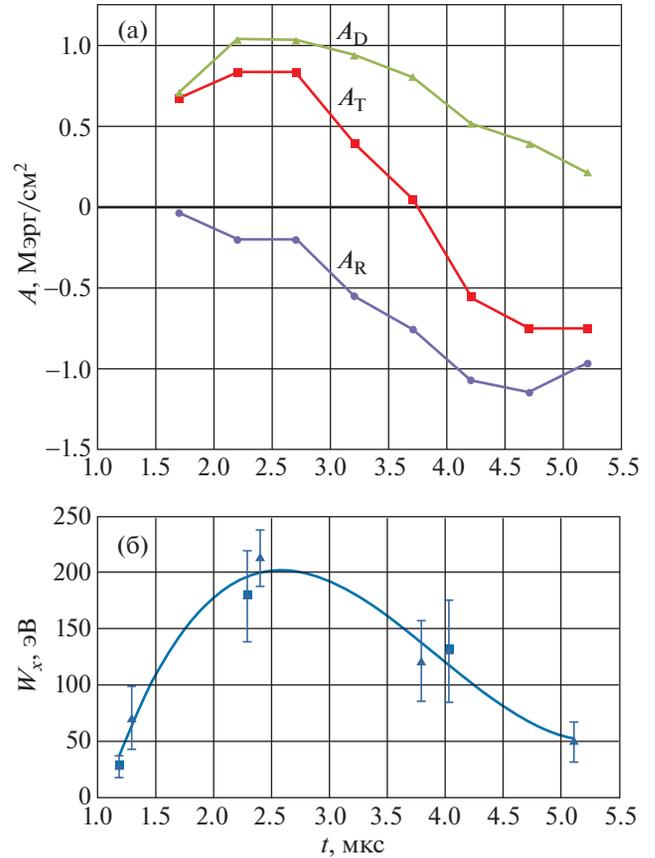


Рис. 4. Зависимость от времени работы сил Ампера $A(t) = \int F'_x(x, t) dx$ (а): A_D – в области ($x^R(t) \leq x \leq 0$) с токами прямого направления; A_R – в области ($-R \leq x \leq x^R(t)$) с обратными токами; $A_T = A_D + A_R$ – в области ($-R_c \leq x \leq 0$). Зависимость от времени энергии ускоренных потоков плазмы $W_x(t)$ [19]: треугольники – энергия ионов Аг II, квадраты – энергия ионов Аг III (б). Условия эксперимента см. рис. 2.

правления, основным динамическим процессом должно становиться замедление движения плазменных потоков.

9. В этом контексте значительный интерес представляет рассмотрение ранее полученных экспериментальных данных по изменению со временем энергии ускоренных потоков плазмы в токовых слоях, рис. 4б, 5б [19, 20]. Необходимо подчеркнуть, что во всех исследованных режимах эволюция энергии плазменных потоков имела сходный характер [17–20]. Увеличение энергии начиналось с определенной задержкой после формирования токового слоя, затем энергия потоков быстро возрастала и достигала максимального значения, которое обычно превышало тепловую энергию плазмы, после чего энергия направленного движения плазмы стремительно уменьшалась. Моменты времени, когда начина-

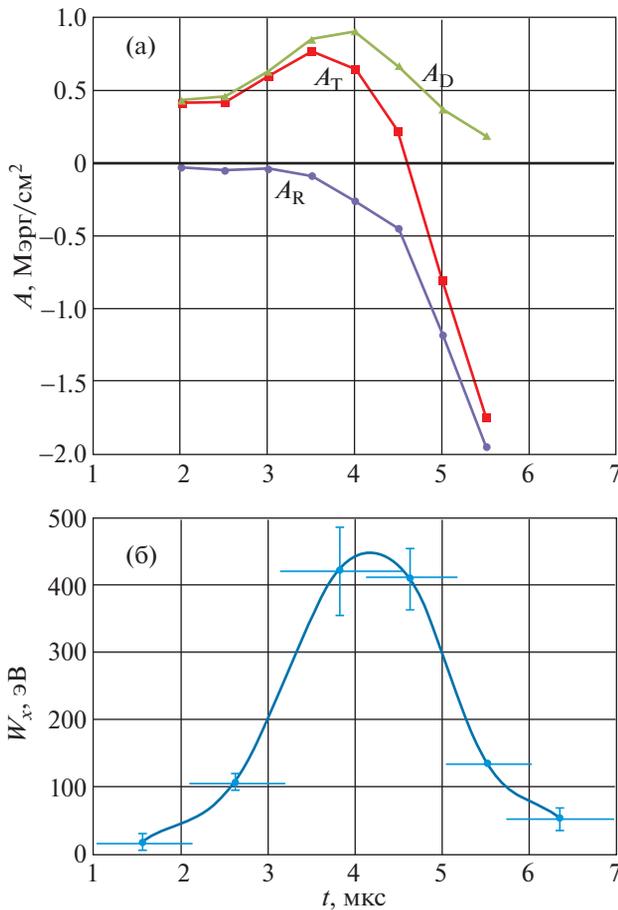


Рис. 5. Зависимость от времени работы сил Ампера $A(t) = \int F_x(x,t)dx$ (а): A_D – в области ($x^R(t) \leq x \leq 0$) с токами прямого направления; A_R – в области ($-R \leq x \leq x^R(t)$) с обратными токами; $A_T = A_D + A_R$ – в области ($-R_c \leq x \leq 0$). Зависимость от времени энергии ускоренных ионов Кг II $W_x(t)$ (б) [20]. Условия эксперимента см. рис. 3.

лось ускорение плазмы и достигалась максимальная энергия, а также величина максимальной энергии зависели от конкретных условий, в которых происходило формирование токового слоя.

Процессы ускорения плазмы вдоль поверхности токового слоя связаны с работой сил Ампера, которые направлены от середины слоя к его обоим боковым краям [14–16]. Однако быстрое уменьшение энергии плазменных потоков после достижения ими максимальной энергии, которое характерно для токовых слоев, формируемых в лабораторных условиях, ранее не интерпретировалось. Вместе с тем, это явление получает естественное объяснение при учете сил Ампера, которые возникают в областях слоя с обратными токами и должны приводить к торможению ранее ускоренных потоков плазмы. Действительно,

сопоставление работы разнонаправленных сил Ампера A_D и A_R , с одной стороны, с изменениями энергии ускоренных потоков плазмы W_x , с другой стороны, обнаруживает удовлетворительную временную корреляцию, см. рис. 4а, б (Ar) и рис. 5а, б (Kr).

Как видно из рис. 4б, энергия направленного движения ионов аргона Ar II и Ar III увеличивалась в интервале времени $t \approx 1.2–2.5$ мкс, достигала максимальной величины, $W_x \approx 200$ эВ, при $t \approx 2.5$ мкс, а затем уменьшалась, так что к моменту $t \approx 4.0$ мкс энергия составляла $W_x \approx 125$ эВ. С другой стороны, как следует из рис. 4а, на начальном этапе эволюции слоя, при $t \leq 2.5$ мкс, основную роль играла работа A_D сил Ампера, которые направлены от центра к боковым краям слоя и приводят к ускорению плазмы. В дальнейшем, при $t \approx 2.5–4.0$ мкс, значительно возрастала работа $|A_R|$ сил Ампера, которые вызывали торможение плазменных потоков.

Аналогичная ситуация наблюдается при формировании токового слоя в плазме с ионами Кг, рис. 5. Энергия направленного движения ионов Кг II увеличивалась в интервале $t \approx 2.0–4.0$ мкс, когда достигалась максимальная энергия $W_x \approx 400$ эВ, а затем в течение ≈ 1 мкс ($t \approx 4.5–5.5$ мкс) энергия W_x уменьшалась в ≈ 4 раза, рис. 5б. При этом, как видно из рис. 5а, работа A_D ускоривших плазму сил Ампера превалировала вплоть до $t \leq 4.0–4.5$ мкс, после чего существенно возрастала работа $|A_R|$ сил торможения.

Таким образом, возбуждение в токовых слоях обратных токов и появление обусловленных этими токами сил торможения значительной величины позволяет объяснить характер изменения со временем энергии потоков плазмы W_x , когда после стадии роста и достижения некоторого максимального значения энергия довольно быстро уменьшалась.

10. Как было показано в работах [17–20], а также можно видеть на рис. 4б и 5б, ускорение плазмы вдоль поверхности токовых слоев происходит в течение весьма ограниченного интервала времени. Так, в экспериментах на установке ТС-3Д ускоренные потоки плазмы наблюдались в течение $\approx 2.5–3$ мкс, т.е. в течение более короткого отрезка времени, чем время существования токового слоя, которое составляло ≈ 5 мкс. Отсюда следует, что процесс ускорения в токовых слоях представляет собой генерацию сверхтепловых плазменных струй конечной длины. В лабораторных условиях длина плазменных струй не превышала $\approx 5–6$ см, т.е. была меньше радиуса вакуумной камеры ($R_c = 9$ см). Таким образом, возбуждение в токовом слое токов обратного направления и, как следствие, появление сил торможения приводят к ограничению времени уско-

рения и, соответственно, длины плазменных потоков.

11. Резюмируя изложенное выше, необходимо подчеркнуть, что сверхтепловые потоки плазмы, которые ускорялись в токовых слоях, возбуждали индукционные токи обратного направления, что приводило к появлению сил Ампера, тормозивших движение плазменных потоков. Другими словами, обратные токи, возникшие в токовых слоях в результате движения ускоренных потоков плазмы, затем вызывали торможение, либо даже прекращение движения этих потоков.

Последовательность явлений, которые наблюдаются в токовых слоях, представляет собой проявление общего правила Э.Х. Ленца, согласно которому “индукционный ток всегда имеет такое направление, что он ослабляет действие причины, возбуждающей этот ток”.

В общем случае эффект торможения плазменных потоков, обусловленный генерацией токов обратного направления, должен проявляться при внедрении потоков в области сильного поперечного магнитного поля, например, при движении быстрых потоков плазмы из хвостовой области магнитосферы по направлению к Земле.

Действительно, как демонстрируют непосредственные измерения, проводившиеся с помощью различных спутниковых миссий, на расстояниях от Земли порядка (10–20) R_E регистрировалось торможение направленных к Земле потоков плазмы [27–30] (здесь R_E – радиус Земли). Мы полагаем, что возбуждение токов обратного направления и появление дополнительных электродинамических сил, направленных навстречу высокоскоростным потокам плазмы, может являться существенным фактором, приводящим к торможению потоков плазмы в магнитосфере Земли.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Syrovatkii S.I.* // Ann. Rev. Astron. Astrophys. 1981. V. 19. P. 163.
2. *Biscamp D.* Magnetic Reconnection in Plasma. Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2000.
3. *Прист Э., Форбс Т.* Магнитное пересоединение. М.: Физматлит, 2005.
4. *Зеленый Л.М., Артемьев А.В., Малова Х.В., Петрукович А.А., Накамура Р.* // УФН. 2010. Т. 180. С. 973.
5. *Кадомец Б.Б.* // УФН. 1987. Т. 151. С. 3.
6. *Fälthammar C.-G.* // Space Sci. Rev. 1974. V. 15. P. 803.
7. *Koepke M.E.* // Rev. Geophys. 2008. V. 46. P. RG3001.
8. *Zweibel E.G., Yamada M.* // Ann. Rev. Astron. Astrophys. 2009. V. 47. P. 291.
9. *Франк А.Г.* // УФН. 2010. Т. 180. С. 982.
10. *Yamada M., Kurlsrud R., Ji H.* // Rev. Modern Phys. 2010. V. 82. P. 603.
11. *Artemyev A.V., Petrukovich A.A., Frank A.G., Vasko I.Y., Nakamura R., Zelenyi L.M.* // J. Geophys. Res. 2013. V. 118. P. 2789.
12. *Франк А.Г., Артемьев А.В., Зеленый Л.М.* // ЖЭТФ. 2016. Т. 150. С. 807.
13. *Сыроватский С.И.* // ЖЭТФ. 1971. Т. 60. С. 1727.
14. *Франк А.Г., Сатунин С.Н.* // Физика плазмы. 2011. Т. 37. С. 889.
15. *Frank A.G., Kyrie N.P., Satunin S.N.* // Phys. Plasmas. 2011. V. 18. P. 111209.
16. *Франк А.Г., Сатунин С.Н.* // Письма в ЖЭТФ. 2020. Т. 112. С. 667.
17. *Кирий Н.П., Марков В.С., Франк А.Г.* // Письма в ЖЭТФ. 2012. Т. 95. С. 17.
18. *Кирий Н.П., Франк А.Г.* // Физика плазмы. 2012. Т. 38. С. 1042.
19. *Кирий Н.П., Франк А.Г., Васильков Д.Г.* // Физика плазмы. 2019. Т. 45. С. 313.
20. *Кирий Н.П., Савинов С.А.* // Успехи прикладной физики. 2020. Т. 8. С. 436.
21. *Frank A.G.* // Plasma Phys. Contr. Fusion Suppl. 3A. 1999. V. 41. P. A687.
22. *Боданов С.Ю., Кирий Н.П., Марков В.С., Франк А.Г.* // Письма в ЖЭТФ. 2000. Т. 71. С. 72.
23. *Frank A.G., Bugrov S.G., Markov V.S.* // Phys. Plasmas. 2008. V. 15. P. 092102.
24. *Frank A.G., Bugrov S.G., Markov V.S.* // Phys. Lett. A. 2009. V. 373. P. 1460.
25. *Островская Г.В., Франк А.Г.* // Физика плазмы. 2014. Т. 40. С. 24.
26. *Кирий Н.П., Марков В.С., Франк А.Г., Васильков Д.Г., Воронова Е.В.* // Физика плазмы. 2016. Т. 42. С. 563.
27. *Baumjohann W., Paschmann G., Luehr H.* // J. Geophys. Res. 1990. V. 95. P. 3801.
28. *Angelopoulos V., Baumjohann W., Kennel C.F., Coroniti F.V., Kivelson M.G., Pellat R., Walker R.J., Luehr H., Paschmann G.* // J. Geophys. Res. 1992. V. 97. P. 4027.
29. *Shiokawa K., Baumjohann W., Haerendel G.* // Geophys. Res. Lett. 1997. V. 24. P. 1179.
30. *Birn J., Hesse M., Haerendel G., Baumjohann W., Shiokawa K.* // J. Geophys. Res. 1999. V. 104. P. 19, 895.

ВЛИЯНИЕ РАДИАЛЬНОГО ГРАДИЕНТА ПЛОТНОСТИ НА НЕЛИНЕЙНЫЕ МАГНИТОГИДРОДИНАМИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ ВО ВРАЩАЮЩЕЙСЯ ПЛАЗМЕ

© 2022 г. Е. П. Потанин^{a, b, *}

^a Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”, Москва, Россия

^b Всероссийский институт научной и технической информации РАН, Москва, Россия

*e-mail: potanin45@yandex.ru

Поступила в редакцию 26.05.2021 г.

После доработки 20.07.2021 г.

Принята к публикации 21.08.2021 г.

Рассчитываются МГД-характеристики пограничного слоя плазмы вблизи протяженного вращающегося с постоянной угловой скоростью диэлектрического диска во внешнем осевом магнитном поле. Предполагается, что проводящая среда над диском вращается с угловой скоростью, отличной от скорости диска. Анализ выполнен в изотермическом приближении с учетом существенного радиального перераспределения плотности газа в пренебрежении холловскими эффектами. Расчет выполнен методом Слезкина–Тарга с помощью автомодельного преобразования при степенном изменении плотности среды с радиальной координатой. Исследована зависимость толщины пограничного слоя ξ_1 и параметра радиального потока A от отношения угловых скоростей вращения среды m и степени сжатия p . Показано, что рост радиального градиента плотности должен приводить к заметному возрастанию момента сил азимутального трения в пограничном слое. Исследована зависимость осевого подсоса к диску от величины внешнего магнитного поля.

Ключевые слова: МГД-пограничный слой, вращающаяся плазма, диэлектрический диск, магнитное поле, вязкое трение, градиент плотности, сжимаемость среды

DOI: 10.31857/S0367292122010127

1. ВВЕДЕНИЕ

Интерес к изучению вращающихся газовых сред и плазмы в различных областях науки и технологии постоянно растет. Это связано с разработкой термоядерных реакторов [1, 2], астрофизическими проблемами устойчивости аккреционных дисков [3–5], задачами переработки отработавшего ядерного топлива в плазме [6–8], преобразования тепловой энергии в электрическую [9], усовершенствованием газовой центрифуги [10–12]. Важное значение уделяется также разработке плазменных центрифуг, предназначенных для разделения изотопов элементов, не имеющих удобных газообразных соединений при комнатных температурах [13–15].

При изучении газодинамических процессов во вращающихся потоках необходимо исследовать взаимодействие среды с ограничивающими поверхностями. В настоящей работе рассмотрим вращение плазмы вблизи вращающегося диэлектрического диска при наличии внешнего вращательного потока. Как правило, такие задачи исследуются в предположении постоянства плотно-

сти среды вдоль радиальной координаты [16]. В настоящей работе предпринята попытка учесть радиальный градиент плотности, связанный с центробежными силами при наличии ограничивающей цилиндрической поверхности.

2. ЛАМИНАРНЫЙ ПОГРАНИЧНЫЙ СЛОЙ СЖИМАЕМОГО СЛАБОИОНИЗОВАННОГО ГАЗА ВБЛИЗИ ПРОТЯЖЕННОГО ВРАЩАЮЩЕГОСЯ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ДИСКА

Рассмотрим вращающийся с постоянной угловой скоростью ω_1 столб газа, ограниченный по радиусу вращающейся стенкой. Отвлечемся от причины возбуждения вращения среды. Это могут быть как различного рода электромагнитные силы (плазменная центрифуга), так и вязкие силы, связанные с действием вращающейся боковой стенки (обычная механическая центрифуга). Существенным моментом в этом случае является зависимость давления газа P от радиальной координаты r . Во вращающемся с угловой скоростью ω_1

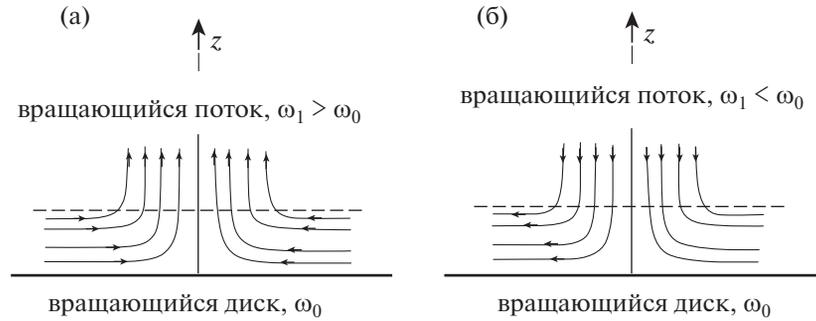


Рис. 1. Линии тока при различных соотношениях угловых скоростей внешнего потока и диска.

столбе газа в равновесном состоянии возникает уравновешивающий центробежную силу радиальный градиент давления

$$\frac{dP}{dr} = \rho_1 \omega_1^2 r, \quad (1)$$

где ρ_1 — массовая плотность среды в столбе. Будем считать, что имеется нижний торцевой диск, который вращается с угловой скоростью ω_0 , отличной от скорости вращения основного потока ω_1 . Различие скоростей приводит при достаточно быстром вращении к возникновению вблизи поверхности торца тонкого пограничного слоя, в котором угловая скорость среды изменяется от ω_1 во внешнем потоке до ω_0 на торцевом диске. В силу того, что градиент давления (1) постоянен по толщине пограничного слоя, а центробежная сила изменяется с осевой координатой, равновесие, имеющее место для основного потока, в пограничном слое нарушается, и возникает вторичное течение. Оно носит характер наложенных на основной азимутальный поток радиального и осевого движений газа. Для характеристики соотношения между угловыми скоростями ω_1 и ω_0 введем параметр $m = \omega_1/\omega_0$. В зависимости от величины m направление радиального потока и связанное с ним осевое движение среды изменяют знак. Торцевые элементы, таким образом, определяют направление и интенсивность вторичного циркуляционного течения, налагающегося на одномерный вращательный поток. Если диск вращается медленнее внешнего потока ($m > 1$), вследствие действия вязких сил азимутальная скорость газа вблизи диска меньше, чем во внешнем потоке, градиент давления превышает центробежную силу, и радиальное течение вблизи диска направлено к оси. В силу неразрывности потока имеет место отток газа от диска. Если диск вращается быстрее внешнего потока ($m < 1$), возникает обратная ситуация и радиальное течение в пограничном слое направлено к периферии, а осевой поток имеет характер подсоса

к диску. На рис. 1 показаны линии тока для случаев $m > 1$ (рис. 1а) и $m < 1$ (рис. 1б).

Если среда является проводящим газом и имеется осевое магнитное поле, динамика приторцевых течений усложняется. Помимо вязких сил и инерционных эффектов, важную роль начинают оказывать электромагнитные силы, связанные с протеканием электрического тока. На рис. 2а показана качественная картина распределения угловых скоростей ламинарного газового потока в пограничном слое вблизи протяженного диэлектрического диска. Введем цилиндрическую систему координат r, φ, z , плоскость $z = 0$ которой совпадает с поверхностью диска (рис. 2а). Внешнее однородное магнитное поле \mathbf{B} направим вдоль оси вращения. Если, например, радиальное течение в пограничном слое направлено к оси, как показано на рис. 1б, то в силу взаимодействия азимутального тока j_φ с внешним магнитным полем B_z возникает объемная электромагнитная сила Ампера $F_r = j_\varphi B_z$, которая тормозит радиальный поток и, в силу неразрывности потока, осевой перенос плазмы. Рассмотрим случай слабоионизованной плазмы.

В рамках стационарного магнитогидродинамического изотермического приближения в пределе малых магнитных чисел Рейнольдса, когда можно пренебречь влиянием индуцированных магнитных полей и влиянием сжимаемости на вязкость, стационарные уравнения магнитной гидродинамики запишутся в виде [17]

$$\rho(\nabla\nabla)\mathbf{V} = -\nabla P + \eta\nabla^2\mathbf{V} + \mathbf{j} \times \mathbf{B}, \quad (2)$$

$$\nabla \cdot \rho\mathbf{V} = 0, \quad (3)$$

$$\nabla\mathbf{j} = 0, \quad (4)$$

где \mathbf{V} — скорость среды, \mathbf{j} — плотность электрического тока, ∇ — векторный оператор набла, η — коэффициент динамической вязкости среды, $\rho(r)$ — ее массовая плотность.

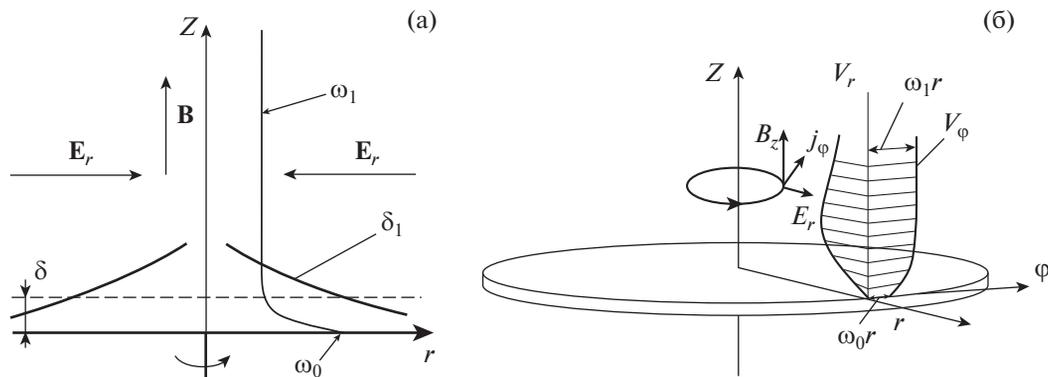


Рис. 2. Схема потока: а) пространственное распределение угловых скоростей вращения плазмы и толщины пограничного слоя при $\omega_0 > \omega_1$; б) осевые профили азимутальной и радиальной компонент скорости плазмы вблизи диска при $\omega_0 < \omega_1$.

Для вектора плотности электрического тока используем закон Ома в пренебрежении холловскими явлениями

$$\mathbf{j} = \sigma[\mathbf{E} + \mathbf{V} \times \mathbf{B}], \quad (5)$$

где σ – проводимость плазмы, \mathbf{E} – напряженность электрического поля. Выражение (5) справедливо при выполнении условия $\beta_e \ll 1$, где β_e – параметр замагниченности электронов. В заключение мы оценим справедливость этого допущения. В рамках предположения о слабой ионизации среды данная модель соответствует обычному газу, на который дополнительно действуют силы Ампера.

В осесимметричном приближении справедливы следующие из (5) уравнения для компонент плотности электрического тока в пограничном слое

$$j_\phi = -\sigma v_r B_z, \quad (6)$$

$$j_r = \sigma(E_r + v_\phi B_z), \quad (7)$$

где v_r и v_ϕ – радиальная и азимутальная компоненты скорости, E_r – радиальная компонента электрического поля. Очевидно, что азимутальные токи замыкаются в силу геометрической конфигурации и $E_\phi = 0$ (см. уравнение (6)).

Предполагая, что внешняя цепь в основном потоке разомкнута, из условия отсутствия радиального тока ($j_r = 0$) получим выражение для радиального электрического поля в пограничном слое

$$E_r^1 = -\omega_1 r B_z \quad (8)$$

Отметим, что электрическое поле E_r^1 не является внешним, а связано с разделением зарядов в основном объеме плазмы при ее вращении поперек магнитного поля. Это поле подобно генери-

руемому в плазме гидромагнитного конденсатора [18]. Предположим, следуя [19], что поле E_r в области пограничного слоя на диэлектрическом диске не изменяется с координатой и совпадает с полем E_r^1 . При этом плотность радиального тока в пограничном слое не равна нулю, а изменяется в соответствии с (7) и зависимостью $v_\phi(z)$. Выполнение неразрывности тока связано с его замыканием через внешнюю цепь [19].

Используя (1), (6)–(8), запишем уравнения пограничного слоя для безграничного диска в проекции на оси r и ϕ для сжимаемого проводящего газа

$$\begin{aligned} \rho \left(v_r \frac{\partial v_r}{\partial r} + v_z \frac{\partial v_r}{\partial z} - \frac{v_\phi^2}{r} \right) = \\ = -\rho \omega_1^2 r + \eta \frac{\partial^2 v_r}{\partial z^2} - \sigma B^2 v_r, \end{aligned} \quad (9)$$

$$\begin{aligned} \rho \left(v_r \frac{\partial v_\phi}{\partial r} + v_z \frac{\partial v_\phi}{\partial z} + \frac{v_r v_\phi}{r} \right) = \\ = \eta \frac{\partial^2 v_\phi}{\partial z^2} - \sigma B^2 (v_\phi - \omega_1 r), \end{aligned} \quad (10)$$

$$\frac{\partial}{\partial r}(\rho r v_r) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho r v_z) = 0, \quad (11)$$

где v_z – осевая компонента скорости. Поскольку уравнения (9), (10) записаны без учета влияния сжимаемости на вязкие силы в дальнейшем ограничимся случаем умеренных градиентов плотности.

Система (9)–(11) не содержит уравнения движения в проекции на ось z , так как последнее служит лишь для определения зависимости давления от осевой координаты [16, 20].

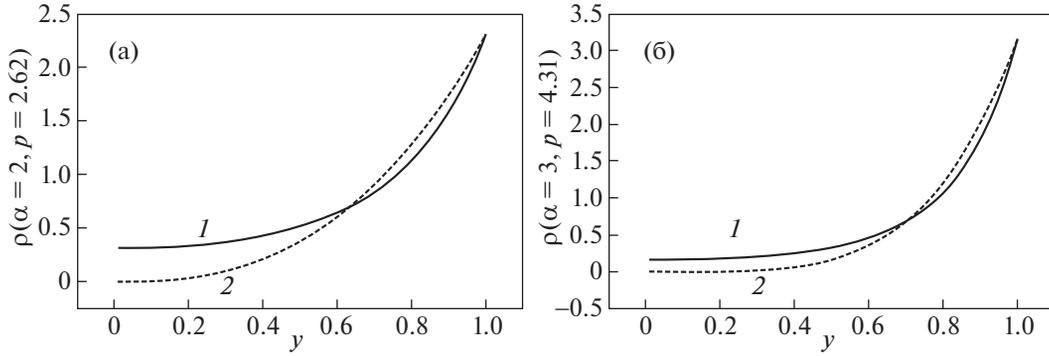


Рис. 3. Сравнение реального и модельного радиальных распределений плотности в случае различных параметров сжимаемости. 1 – экспоненциальное распределение (12), 2 – модельное степенное распределение (13).

В случае независимости плотности от радиуса ($\rho(r) = \text{const}$) нелинейные уравнения пограничного слоя допускают известное автомодельное решение, в котором толщина пограничного слоя не зависит от радиальной координаты [21, 22] (рис. 2а). В случае $\rho(r) \neq \text{const}$ задача усложняется.

В общем случае скоростей вращения газа, сравнимых со скоростью звука, имеет место перераспределение плотности по радиусу, определяемое в случае совершенного газа как

$$\rho = \rho^* \exp(\alpha y^2), \quad (12)$$

где ρ^* – плотность на оси, $\alpha = \frac{\mu \omega_1^2 R^2}{2\mathfrak{K}T}$ – параметр

сжимаемости, μ – молекулярный вес, $y = \frac{r}{R}$, \mathfrak{K} – универсальная газовая постоянная, T – абсолютная температура. В этом случае автомодельное решение МГД-уравнений отсутствует. Предпримем попытку найти решение задачи, максимально приближенное к действительности. Для этого аппроксимируем реальное распределение плотности степенной функцией

$$\rho(r) = \rho_0 \left(\frac{r}{r_0} \right)^p, \quad (13)$$

где $r_0 = \sqrt{\eta/\rho_0 \omega_0}$; ρ_0 – постоянная; p – параметр, характеризующий радиальный градиент плотности. Найдем приближенное соотношение между α и p из условия равенства плотностей ρ_1 на боковой стенке при $r = R$ в случае обоих распределений.

Введем плотность заполнения $\langle \rho \rangle$, определяемую из условия

$$\pi R^2 L \langle \rho \rangle = 2\pi L \int_0^R \rho(r) r dr, \quad (14)$$

где L – высота столба газа.

Тогда из реального распределения (12) имеем

$$\rho_1' = \langle \rho \rangle \frac{\alpha \exp \alpha}{\exp \alpha - 1} \quad (15)$$

Аналогично из модельного распределения (13) получим

$$\rho_1'' = \langle \rho \rangle \frac{2+p}{2} \quad (16)$$

Приравняв плотности из (15) и (16), найдем

$$\frac{\alpha \exp \alpha}{\exp \alpha - 1} = \frac{2+p}{2} \quad (17)$$

Связь между α и p позволяет, например, определить, что при $\alpha = 2$ параметр $p = 2.62$, а при $\alpha = 3$ величина $p = 4.31$. На рис. 3а и 3б приведены зависимости плотности от безразмерного радиуса y для этих двух случаев соответственно. Отметим, что наибольшее расхождение точных и модельных кривых распределения плотности имеет место при малых радиусах, которые, как показано ниже, вносят наименьший вклад в раскручивающее или тормозящее воздействие диска в силу заметной зависимости от r момента вязких сил.

Предположим, что проводимость плазмы изменяется с радиальной координатой по следующему закону

$$\sigma = \sigma_0 \left(\frac{r}{r_0} \right)^p \quad (18)$$

В этом случае возможно получение автомодельного решения системы (9)–(11). В конце статьи мы обсудим влияние возможных отклонений от зависимости (18) для реальной газоразрядной плазмы.

Введем следующие преобразования

$$\begin{aligned} v_\phi &= \omega_0 r g(\xi), & v_r &= \omega_0 r f(\xi), \\ v_z &= \omega_0 r_0 \left(\frac{r_0}{r}\right)^{\frac{p}{2}} w(\xi), & \xi &= \frac{z}{r_0} \left(\frac{r}{r_0}\right)^{\frac{p}{2}}, \end{aligned} \quad (19)$$

которые сводят систему дифференциальных уравнений в частных производных к системе обыкновенных уравнений

$$f^2 + wf' + \frac{p}{2} \xi ff' - g^2 + m^2 = f'' - Sf, \quad (20)$$

$$2fg + wg' + \frac{p}{2} \xi fg' = g'' - S(g - m), \quad (21)$$

$$(2 + p)f + w' + \frac{p}{2} \xi f' = 0, \quad (22)$$

где $S = \sigma_0 B^2 / \rho_0 \omega_0$ — магнитный параметр, а штрих означает дифференцирование по переменной ξ . Следует отметить, что аналитическое решение данной системы уравнений отсутствует даже при $p = 0$ и $S = 0$. Поэтому в целях демонстрации метода найдем решение системы в приближении Слезкина—Тарга [23]. Усредним левые части в уравнениях (20), (21) по толщине пограничного слоя с учетом уравнения неразрывности (22), а также граничных условий для радиальной и азимутальной компонент скорости

$$\begin{aligned} f(0) &= 0, & f(\xi_1) &= 0, \\ g(0) &= 1, & g(\xi_1) &= m, & g'(\xi_1) &= 0, \end{aligned} \quad (23)$$

где $\xi_1 = \frac{\delta_1}{r_0} \left(\frac{r}{r_0}\right)^{\frac{p}{2}}$, δ_1 — зависящая от радиальной координаты размерная толщина пограничного слоя. Используя (20), (21), получим

$$A = \frac{1}{\xi_1} \int_0^{\xi_1} \left(f^2 + wf' + \frac{p}{2} \xi ff' - g^2 + Sg \right) d\xi + m^2, \quad (24)$$

$$B = \frac{1}{\xi_1} \int_0^{\xi_1} \left(2fg + wg' + \frac{p}{2} \xi fg' + Sg \right) d\xi - Sm, \quad (25)$$

$$A = f'', \quad (26)$$

$$B = g'' \quad (27)$$

Интегрируя (26), (27) с учетом граничных условий (23), получим

$$g(\xi) = 1 + (1 - m) \left(\frac{\xi^2}{\xi_1^2} - 2 \frac{\xi}{\xi_1} \right), \quad (28)$$

$$f(\xi) = \frac{A}{2} (\xi^2 - \xi \xi_1), \quad (29)$$

$$w(\xi) = \frac{(2 + p)A}{12} \left(3\xi^2 - 2 \frac{\xi^3}{\xi_1} \right). \quad (30)$$

При этом (24), (25) сводятся к соотношениям

$$A = \int_0^1 \left[\left(\frac{p}{2} + 3 \right) f^2 - g^2 + m^2 + Sf \right] dZ, \quad (31)$$

$$\begin{aligned} &2 \frac{(1 - m)}{\xi_1^2} = \\ &= \int_0^1 \left[\left(\frac{p}{2} + 4 \right) gf - m \left(\frac{p}{2} + 2 \right) f + Sg - Sm \right] dZ, \end{aligned} \quad (32)$$

где $Z = \xi / \xi_1$.

Отметим, что в отличие от случая пренебрежения зависимостью плотности среды от радиальной координаты ($\delta_1 = \text{const}$), когда толщина пограничного слоя не зависит от r (рис. 2), пунктирная кривая), в рассматриваемом случае $\delta_1 \approx \gamma r^{-p/2}$, где γ — постоянная, подлежащая определению. На рис. 2а сплошной линией качественно проиллюстрирована зависимость толщины пограничного слоя от радиуса $\delta_1(r)$.

Интегрируя (31), (32) с учетом (28), (29) найдем

$$\begin{aligned} 2 \frac{(1 - m)}{\xi_1^2} &= \frac{A \xi_1^2}{12} \left[m \left(\frac{p}{2} + 2 \right) - \frac{1}{10} (3 + 7m) \left(\frac{p}{2} + 4 \right) \right] - \\ &- Sm + \frac{S}{3} (1 + 2m), \end{aligned} \quad (33)$$

$$A = \frac{A^2 \xi_1^4}{120} \left(\frac{p}{2} + 3 \right) - \frac{1}{5} - \frac{4}{15} m + \frac{7}{15} m^2 - S \frac{A \xi_1^2}{12}. \quad (34)$$

При $S = 0$ решение системы (33), (34) совпадает с известными решениями, полученными методом Слезкина—Тарга в работах [21–23].

На рис. 4 и 5 приведены зависимости безразмерной толщины пограничного слоя ξ_1 на вращающемся диске и величины A , характеризующей интенсивность радиального потока в пограничном слое, от параметра p в случае $S = 0.5$ для значений m меньших и больших 1. Обращает на себя тот факт, что толщина пограничного слоя больше при меньших значениях параметра m . Это явление обусловлено несимметричным действием нелинейных инерционных членов в уравнении движения в проекции на ось r . При $m < 1$ осевой поток направлен к диску, а при $m > 1$ — в противоположном направлении.

Вычислим модуль момента сил сопротивления, действующих на одну сторону диска с радиусом R . Отметим, что величина момента изменяет знак в зависимости от того, вращается среда быстрее или медленнее диска

$$M = 2\pi\eta \int_0^R r^2 \left| \frac{\partial v_\phi}{\partial z} \right|_{z=0} dr. \quad (35)$$

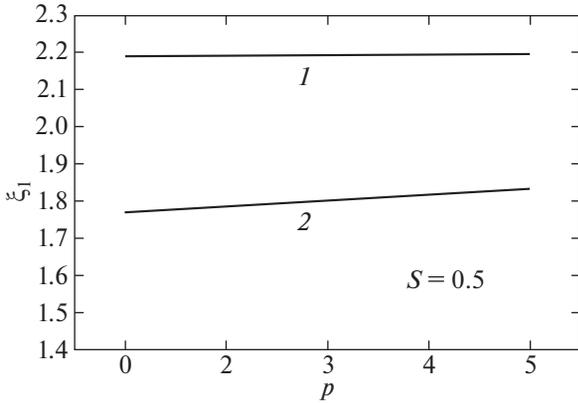


Рис. 4. Зависимость толщины пограничного слоя ξ_1 от параметра p для $S = 0.5$ и различных значений m : $1 - m = 0.6, 2 - m = 1.4$.

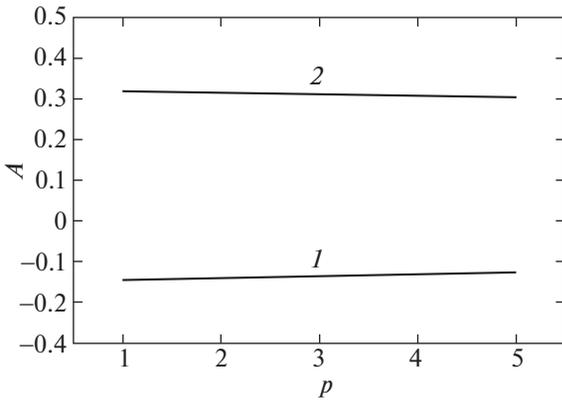


Рис. 5. Зависимость величины A от параметра p для $S = 0.5$ и различных m : $1 - m = 0.6, 2 - m = 1.4$.

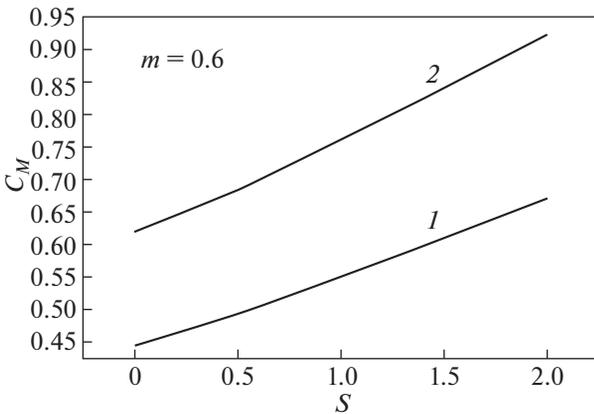


Рис. 6. Зависимость коэффициента момента сил сопротивления от магнитного параметра S для $m = 0.6$ при различных значениях параметра p : $1 - p = 1, 2 - p = 3$.

Так как толщина пограничного слоя падает с уменьшением радиуса диска R , осевой градиент азимутальной скорости увеличивается с возрастанием R и, следовательно, момент сил трения при p , отличном от нуля, должен возрастать быстрее, чем R^4 . Используя (29) и (35), в общем случае получим

$$M = \frac{8\pi\eta R^{4+p} \omega_0 r_0 (1-m)}{\xi_1 r_0^{p/2} (8+p)}. \quad (36)$$

Коэффициент сопротивления определим как

$$C_M = \frac{2M}{\pi \langle \rho \rangle R^4 \langle v \rangle \omega_0^3}^{1/2}, \quad (37)$$

где $\langle v \rangle = \eta / \langle \rho \rangle$.

Используя (36), (37), получим

$$C_M = \frac{8(1-m)(2+p)}{(8+p)\xi_1}. \quad (38)$$

На рис. 6 приведена зависимость величины C_M от параметра p .

Как видно из результатов расчета, увеличение радиального градиента плотности приводит к заметному возрастанию азимутальных сил трения в пограничном слое.

Предполагая осевую симметрию течения для потока подсоса к нижнему диску $Q_0 = \int_0^R \rho v_z 2\pi r dr$, имеем

$$Q_0 = \frac{A \xi_1^3 \rho_0^4 \pi R^2 \omega_0^4 (p+2)}{6(p+4)\eta^4}. \quad (39)$$

Введем безразмерный осевой поток

$$q = \frac{Q}{\langle \rho \rangle \sqrt{\langle v \rangle} \omega_0 \pi R^2}. \quad (40)$$

На рис. 7 приведены результаты расчета безразмерного осевого потока плазмы в зависимости от параметра m при $p = 2$ и $S = 0$. При $m > 1$ поток положителен, так как имеет место отток плазмы от поверхности диска. При $m < 1$ наблюдается приток, вызванный радиальным переносом к периферии вследствие преобладания центробежной силы над радиальным градиентом давления.

На рис. 8 представлена зависимость осевого потока от магнитного поля при различных значениях параметра p в условиях преобладания центробежных сил над градиентом давления ($m < 1, q < 0$). Замедление вторичного течения связано с действием электромагнитной силы Ампера при радиальном течении плазмы поперек осевого магнитного поля. С увеличением радиального градиента плотности скорость циркуляции

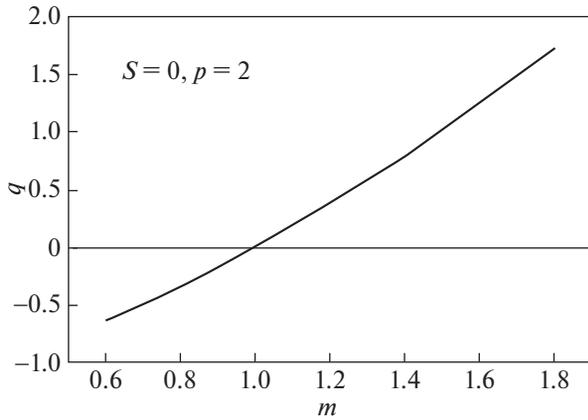


Рис. 7. Зависимость осевого потока от параметра m для $S = 0, p = 2$.

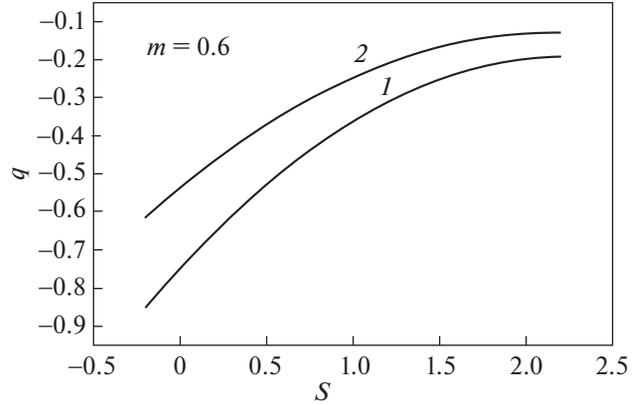


Рис. 8. Зависимость осевого подсоса плазмы к вращающемуся диску для различных параметров сжимаемости: 1 – $p = 1$, 2 – $p = 3$.

уменьшается, что связано с возрастанием радиальных вязких сил в пограничном слое. Оценим величину осевого подсоса к вращающемуся диску для ксенонной слабоионизованной плазмы при следующих параметрах: $m = 0.6, S = 0.5, p = 2$. Положим среднюю массовую плотность $\langle \rho \rangle = 0.2 \text{ кг/м}^3$, температуру нейтралов $T_n = 1000 \text{ К}$, радиус $R = 0.5 \text{ м}$. Учитывая, что при этих параметрах расчетные величины равны $\xi_1 = 2.141, A = -0.145, |q| = 0.448$, получим для потока $Q = 5 \times 10^{-2} \text{ кг/с}$.

Оценим справедливость при данных условиях однокомпонентного гидродинамического приближения в случае плазмы Xe . Полагая электронную температуру $T_e = 5 \text{ эВ}$, степень ионизации 1% и принимая, согласно [24] эффективное поперечное сечение упругого рассеяния электронов на нейтральных частицах $\sigma_{en} \approx 3 \times 10^{-19} \text{ м}^2$, кулоновское сечение электрон-ионного взаимодействия $\sigma_{ei} \approx 3 \times 10^{-18} \text{ м}^2$, магнитную индукцию внешнего поля $B = 0.1 \text{ Тл}$, получим для параметра замагниченности электронов $\beta_e \approx 3 \times 10^{-2}$.

Отметим, что при больших магнитных полях интенсивность вторичных МГД-потоков во внешнем осевом магнитном поле существенно уменьшается и можно пренебречь в уравнениях движения нелинейными инерционными силами, зависящими от радиальной скорости [25]. Решение задачи в случае больших S при граничных условиях

$$f(0) = 0, \quad f(\infty) = 0, \quad g(0) = 1, \quad g(\infty) = m \quad (41)$$

имеет вид

$$f(\xi) = \frac{(1-m)^2}{3S} [\exp(-\sqrt{S}\xi) - \exp(-2\sqrt{S}\xi)] + \frac{m(1-m)}{\sqrt{S}} \xi \exp(-\sqrt{S}\xi), \quad (42)$$

$$g(\xi) = m + (1-m) \exp(-\sqrt{S}\xi). \quad (43)$$

Уменьшение скорости радиального потока с возрастанием магнитного поля связано с эффектом Гартмана, приводящим к изменению профилей электромагнитных сил в пограничном слое.

Сравним производную $\frac{dg}{d\xi}(0)$, которая характеризует силу вязкого трения на поверхности диска при $S = 8$ и $m = 0.6$ в случае точного и приближенного решений. Из (43) получим $\frac{dg}{d\xi}(0) = 1.13$. Результат расчета с учетом приближенной формулы (29) дает $\frac{dg}{d\xi}(0) = 0.93$.

Отметим, что справедливость соотношения для зависимости проводимости реальной газоразрядной плазмы от радиальной и осевой координат (13), без использования которой нельзя получить автомодельное решение, требует более серьезного рассмотрения. Представляется, что отклонение от зависимости (18) в сторону уменьшения показателя степени в реальной газоразрядной плазме приведет к некоторому увеличению радиального течения в пограничном слое в силу уменьшения момента эффективной тормозящей электромагнитной силы $F_r = j_\phi B_z = \sigma_v B_z^2$ при больших r , но слабо повлияет на полный момент сил вязкого трения на диске, поскольку последний пропорционален $r^{4+p/2}$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основе автомодельного преобразования и метода Слезкина–Тарга в рамках уравнений магнитной гидродинамики выполнен расчет пограничного слоя сжимаемого плазменного потока над вращающимся с угловой скоростью диэлектрическим диском при наличии внешнего квазитвердого потока и осевого магнитного поля. Определена зависимость сил сопротивления, действующих на протяженный диск, от значений параметра сжимаемости p , отношения угловых скоростей внешнего потока $m = \omega_1/\omega_0$ и магнитного параметра S . Показано, что увеличение радиального сжатия плазмы приводит к возрастанию действующего на диск момента сил сопротивления вязкого потока. Как следует из результатов расчета, увеличение магнитного поля приводит к замедлению радиального течения вблизи диска независимо от соотношения между ω_1 и ω_0 . С точки зрения применимости используемой при получении автомодельного решения степенной зависимости проводимости от радиальной координаты отметим, что отклонение от нее в сторону уменьшения показателя степени в реальной газоразрядной плазме приведет к некоторому увеличению радиального течения в пограничном слое в силу уменьшения момента эффективной тормозящей электромагнитной силы при больших r , но слабо повлияет на полный момент сил вязкого трения на диске.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Pustovitov V.D.* // Plasma Physics Reports. 2003. V. 29. P. 105.
2. *Ляхин В.П., Сорокина Е.А., Ильгисонис В.И., Коновальцева Л.В.* // Физика плазмы. 2015. Т. 41. № 12. С. 1054–1061
3. *Balbus S.A., Hawley J.F.* // Rev. of Mod. Phys. 1998. V. 70. № 1. P. 1–53.
4. *Михайловский А.Б., Ломинадзе Дж.Г., Чуриков А.П., Пустовитов В.Д.* // Физика плазмы. 2009. Т. 35. № 4. С. 307.
5. *Khalzov I.V., Smolyakov A.I., Ilgisonis V.I.* Energy of eigenmodes in magnetohydrodynamic flows of ideal fluids // Physics of Plasmas. 2008. V. 15. 054501.
6. *Vorona N.A., Gavrikov A.V., Kuzmichev S.D., Lizia-kin G.D., Melnikov A.D., Murzaev Y.A., Smirnov V.P., Timirkhanov R.A., Usmanov R.A.* // IEEE Transactions on Plasma Science. 2019. V. 47. № 2. P. 1223.
7. *Rax J.-M., Gueroult R.* // J. Plasma Phys. 2016. V. 82. 595820504.
8. *Gorshunov N.M., Potanin E.P.* // Plasma Physics Reports. 2020. V. 46. № 2. С. 147.
9. *Тимофеев А.В.* // Физика плазмы. 2020. Т. 46. № 6. С. 564.
10. *Villani S., (Ed.) Uranium Enrichment:* Springer, 1979.
11. *Bogovalov S.V., Borman V.D., Borisevich V.D., Tro-nin V.N.* // Numerical Methods for Heat & Fluid Flow. 2017. V. 27. Issue 7. P. 1387.
12. *Потанин Е.П., Соснин Л.Ю., Чельцов А.Н.* // Атомная энергия. 2019. Т. 127. Вып. 3. С. 140.
13. *Gueroult R., Zweben S.J., Fisch N.J., Rax J.-M.* // Phys. Plasmas. 2019. 26. 043511. 10.1063.
14. *Borisevich V.D., Potanin E.P., Whichello J.V.* // Trans. Plasma Science. 2020. V. 48. № 10. P. 3472.
15. *Fetterman A.J., Fisch, N.J.* // Plasma Sources Sci. Technol. 2009. 18. 045003.
16. *Borisevich V.D., Potanin E.P., Whichello J.V.* // J. Fluid Mech. 2017. V. 829. P. 328.
17. *Куликовский А.Г., Любимов Г.А.* Магнитная гидродинамика. М.: ГИФМЛ. 1962. 246 с.
18. *Baker W.R., Bratenahl A., DeSilva A.W., Kunkel W.B.* // Proceedings of the Fourth International Conference held (1959) August 17–21, at the Institute of Physics in Uppsala, Sweden. Edited by N. Robert Nilsson. Published by North-Holland.
19. *King W.S., Lewellen W.S.* // Phys. Fluids. 1964. V. 7. № 10. P. 1674.
20. *Dorfman L.A.* Hydrodynamic resistance and heat loss of rotating solids, Edinburgh, Oliver & Boyd. 1963.
21. *Потанин Е.П.* // Изв. РАН. Механика жидкости и газа. 2013. № 1. С. 78.
22. *Горбачев Л.П., Потанин Е.П.* // Магнитная гидродинамика. 1969. № 2. С. 93.
23. *Тарг С.М.* Основные задачи теории ламинарных течений. М., Л.; Гостехиздат, 1951. 420 с.
24. Таблицы физических величин. Справочник / Под ред. акад. И.К. Кикоина. М.: Атомиздат, 1976. 1008 с.
25. *Горбачев Л.П., Потанин Е.П.* // Магнитная гидродинамика. 1968. № 2. С. 152.

**ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ВОЛН
С ПЛАЗМОЙ**

УДК 533.9

**НЕЛИНЕЙНАЯ ВОСПРИИМЧИВОСТЬ МАГНИТОАКТИВНОЙ ПЛАЗМЫ,
ОПИСЫВАЮЩАЯ ПАРАМЕТРИЧЕСКОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ
ДВУХ ПРОДОЛЬНЫХ КОЛЕБАНИЙ ПРИ РАСПАДЕ
ОБЫКНОВЕННОЙ ВОЛНЫ**

© 2022 г. А. Ю. Попов*

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург, Россия

**e-mail: a.popov@mail.ioffe.ru*

Поступила в редакцию 27.04.2021 г.

После доработки 10.06.2021 г.

Принята к публикации 20.08.2021 г.

В кинетическом приближении получено выражение для нелинейной (квадратичной) восприимчивости плазмы, которое адекватно описывает распад СВЧ-колебаний обыкновенной поляризации, приводящий к генерации продольных, например, нижнегибридных и верхнегибридных волн.

Ключевые слова: СВЧ-нагрев плазмы, обыкновенная волна, продольные волны, нелинейное взаимодействие волн, параметрическая распадная неустойчивость, нелинейная восприимчивость плазмы

DOI: 10.31857/S0367292122010115

1. ВВЕДЕНИЕ

Электронный циклотронный резонансный нагрев (ЭЦРН) используется в современных тороидальных устройствах магнитного удержания плазмы. Этот метод дополнительного нагрева рассматривается в настоящее время как наиболее надежный способ обеспечить локальный нагрев электронов и генерацию токов увлечения. Согласно современным представлениям, локальный нагрев электронов в магнитном острове позволяет эффективно контролировать развитие неоклассической тиринг-неустойчивости. По этой причине ЭЦРН планируется использовать в токамаке ITER. Кроме того, обсуждается использование этого метода дополнительного нагрева и в термоядерной установке следующего поколения DEMO. Современные СВЧ-генераторы – гиротроны – имеют выходную мощность излучения до 1 МВт. Уже сейчас начата разработка стационарных СВЧ-генераторов со значительно большей выходной мощностью – до 5 МВт [1]. Поскольку приближается время окончательной постройки и физического пуска токамака ITER, актуальной задачей в настоящее время является исследование всех аспектов поведения столь мощных пучков СВЧ-волн обыкновенной поляризации в высокотемпературной плазме. В частности, представляет интерес анализ возможности возбуждения паразитных физических эффектов, которые могут сопровождать распространение

обыкновенных волн и значительно ухудшать эффективность и локальность дополнительного нагрева электронов. Наиболее опасным из них является параметрическая распадная неустойчивость (ПРН) электромагнитной волны, приводящая к ее нелинейной трансформации в пару дочерних продольных колебаний. Эффективность этого нелинейного явления определяется, в том числе, и эффективностью нелинейной связи трех волн, участвующих во взаимодействии. Коэффициент нелинейной связи адекватно описывается функцией отклика плазмы второго порядка (по амплитудам взаимодействующих волн), т.е. квадратичной восприимчивостью или проводимостью плазмы.

Выражения для функции отклика замагниченной плазмы были впервые получены более полувека назад в рамках гидродинамической модели плазмы [2] и с тех пор часто используются для анализа различных нелинейных явлений [3–7]. В частности, гидродинамическая модель холодной плазмы использовалась в течение последнего десятилетия для определения коэффициентов нелинейной связи необыкновенной волны с двумя дочерними верхнегибридными (ВГ) волнами, которые были необходимы для описания возбуждения низкороговой двухплазменной ПРН [8–13]. Однако, строго говоря, гидродинамическое приближение при описании двухплазмонного распада необыкновенной волны справедливо

только в случае возбуждения длинноволновых (быстрых) дочерних волн, для которых эффект пространственной дисперсии среды пренебрежимо мал. Для описания двухплазменной ПРН необыкновенной волны, приводящей к возбуждению медленных (электронных бернштейновских) волн, и вторичных неустойчивостей дочерних ВГ-волн, сопровождающихся возбуждением коротковолновых (медленных) ионных бернштейновских (ИБ) волн и ВГ-волн, необходимо было использовать полное (кинетическое) выражение для нелинейной восприимчивости, не ограниченное приближениями гидродинамической модели. Интегральное представление для билинейной восприимчивости, описывающей нелинейную связь необыкновенной волны с двумя продольными колебаниями, было получено в работе [14]. Показано, что если для описания распада необыкновенной волны, приводящей к возбуждению двух ВГ-волн, гидродинамическое описание дает разумную точность, то при параметрическом распаде, приводящем к возбуждению коротковолновых ионных и электронных бернштейновских волн, требуется кинетическое описание квадратичной восприимчивости плазмы [15, 16].

В свою очередь, для описания наиболее вероятного сценария распада необыкновенной волны, при котором возбуждаются продольные волны, например, ВГ и нижнегибридная (НГ), обычно используется выражение нелинейной восприимчивости, полученное в дипольном приближении [17]. С его помощью, оказалось возможным описать ПРН пучка волн необыкновенной поляризации в современных тороидальных установках [18–21]. Однако в высокотемпературной плазме токамака ИТЕР пренебрежение пространственной структурой необыкновенной волны, т.е. использование дипольного приближения, может оказаться не вполне корректным.

В данной работе мы анализируем нелинейную связь необыкновенной СВЧ-волны и двух электростатических волн в однородной горячей замагниченной плазме. Мы начнем с анализа кинетического уравнения и получим формальное интегральное представление для квадратичной электронной восприимчивости, описывающее это нелинейное явление. Окончательные выражения для коэффициентов связи получены в удобном для численного анализа виде, который позволяет показать, что они подчиняются симметрии Мэнли–Роу. Их можно использовать для описания параметрических распадных неустойчивостей необыкновенной волны, приводящих к возбуждению продольных колебаний в высокотемпературной термоядерной, космической и астрофизической плазме.

2. ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ВОЛНЫ, УЧАСТВУЮЩИЕ В НЕЛИНЕЙНОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ

Рассмотрим обыкновенную волну, которая распространяется квазипоперечно по отношению к внешнему магнитному полю, имеющему вектор индукции $\vec{B} = B_0 \vec{e}_z$, в однородной плазме. Электрическое поле такой волны можно представить в следующем виде:

$$\mathbf{E}_0(\mathbf{r}) = \mathbf{e}_0 \frac{A_0}{2} \exp(ik_x x + ik_z z - i\omega_0 t) + c.c. \quad (1)$$

Компоненты электрического поля волны $A_j = (\mathbf{e}_0 \cdot \mathbf{e}_j) A_0$, где $j = x, y, z$, определяются системой уравнений Максвелла, которая при подстановке решения (1) имеет вид

$$\begin{pmatrix} \varepsilon - n_z^2 & ig & n_x n_z \\ -ig & \varepsilon - n^2 & 0 \\ n_x n_z & 0 & \eta - n_x^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_x \\ A_y \\ A_z \end{pmatrix} = 0. \quad (2)$$

В системе уравнений (2) мы использовали следующие обозначения $\varepsilon = 1 - \omega_{pe}^2 / (\omega_0^2 - \omega_c^2)$, $g = \omega_c \omega_{pe}^2 / (\omega_0^3 - \omega_c^2 \omega_0)$, $\eta = 1 - \omega_{pe}^2 / \omega_0^2$ – компоненты высокочастотного, т.е. без учета ионного вклада, тензора диэлектрической проницаемости холодной плазмы; $\omega_c = |\omega_{ce}|$, где $\omega_{ce} = e\vec{B} / (m_e c)$ – электронная циклотронная (ЭЦ) частота; $\omega_{pe} = \sqrt{4\pi \bar{n} e^2 / m_e}$ – электронная плазменная частота; \bar{n} – фоновая плотность плазмы; $n_{x,z} = ck_{x,z} / \omega_0$ – компоненты коэффициента преломления $n = c\sqrt{k_x^2 + k_z^2} / \omega_0$. Определитель системы уравнений (2) равен

$$\frac{(\varepsilon - n_z^2)(\varepsilon - n^2) - g^2}{(\varepsilon - n^2)} (\eta - n_x^2) - n_x^2 n_z^2 = 0. \quad (3)$$

При квазипоперечном распространении волны, т.е. при $n_z \ll 1$, мы можем представить решение уравнения (3) в виде суммы двух слагаемых

$$n_x \approx n_x^{(0)} + n_x^{(1)} = \sqrt{\eta} - \sqrt{\eta} \frac{n_z^2}{2}, \quad (4)$$

первое из которых – это решение дисперсионного уравнения при поперечном распространении необыкновенной волны, а второе – поправка, свя-

занная с конечностью $n_z \leq 1$. Из второго уравнения системы (2) мы можем выразить у компоненту поля через ее x компоненту

$$\begin{aligned} \frac{A_y}{A_x} &= i \frac{g}{\varepsilon - (n_x^{(0)} + n_x^{(1)})^2 - n_z^2}, \\ i \frac{g}{\varepsilon - n_x^{(0)2} + n_x^{(0)2} n_z^2 - n_z^2} &= \\ &= -i \frac{\omega_0}{\omega_c} \frac{1}{1 + (\omega_0^2/\omega_c^2 - 1)n_z^2}. \end{aligned} \quad (5)$$

Подставляя A_y , выраженное через A_x согласно (5), в первое и третье уравнение, мы находим следующее соотношение компонент поля:

$$\begin{aligned} \frac{A_x}{A_z} &= -n_x n_z \frac{(\varepsilon - n^2)}{(\varepsilon - n_z^2)(\varepsilon - n^2) - g^2}, \\ -n_x^{(0)} n_z \frac{(\varepsilon - n_x^{(0)2})}{\varepsilon(\varepsilon - n_x^{(0)2}) - g^2} &= -n_x^{(0)} n_z, \end{aligned} \quad (6)$$

где мы удержали только члены первого порядка малости по параметру $n_z \leq 1$. Учитывая выражения (5) и (6), мы можем представить вектор поляризации, использованный в представлении (1), в следующем виде:

$$\begin{aligned} \mathbf{e}_O &\approx \left(\Delta \exp(i\delta_x) \mathbf{e}_x, \right. \\ \Delta \frac{\omega_0}{\omega_c} \left(1 - \frac{\omega_0^2 - \omega_c^2}{\omega_c^2} n_z^2 \right) \exp(i\delta_y) \mathbf{e}_y, \mathbf{e}_z \Big), \end{aligned} \quad (7)$$

где $\Delta = n_x^{(0)} n_z$, $\mathbf{e}_{x,y,z}$ – компоненты единичного вектора декартовой системы координат, $\delta_x = \pi$, $\delta_y = \pi/2$ – сдвиг фазы соответствующих компонент поля по отношению к ее доминирующей z -компоненте. Далее, используя уравнения Максвелла, получим компоненты магнитного поля волны

$$\mathbf{B} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 0 \\ -n_x A_z \\ 0 \end{pmatrix} \exp(ik_x x + ik_z z - i\omega_0 t) + c.c. \quad (8)$$

В выражении (8) мы опустили члены первого порядка малости и выше по параметру $n_z \leq 1$.

Далее, рассмотрим две продольные волны, электрическое поле которых выражается через их потенциал $\mathbf{E}_1 = -\nabla\phi_1$ и $\mathbf{E}_2 = -\nabla\phi_2$. Потенциал первой из них может быть представлен в виде

$$\phi_1 = \frac{C_1}{2} \exp(iq_{1x} x + i\omega_1 t) + c.c. \quad (9)$$

Потенциал второй продольной волны имеет вид

$$\phi_2 = \frac{C_2}{2} \exp(iq_{2x} x + iq_{2z} z - i\omega_2 t) + c.c. \quad (10)$$

В выражениях (9) и (10) частоты и волновые вектора отвечают распадным резонансным условиям

$$q_{2x} = q_{1x} + k_x, \quad q_{1z} = k_z, \quad \omega_0 = \omega_2 + \omega_1. \quad (11)$$

3. КВАДРАТИЧНАЯ ЭЛЕКТРОННАЯ ВОСПРИИМЧИВОСТЬ

Рассмотрим уравнение Власова для бесстолкновительной однородной замагниченной плазмы, которое описывает функцию распределения электронов

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + v_i \frac{\partial}{\partial x_i} - \frac{|e|}{m_e} E_i \frac{\partial}{\partial v_i} - \omega_c e_{ijk} v_j \frac{\partial}{\partial v_i} \right) f_e = 0, \quad (12)$$

где e_{ijk} – полностью антисимметричный единичный тензор и $\mathbf{E} = \sum_{i=0+2} \mathbf{E}_i$. Будем искать решение уравнения (12), используя процедуру теории возмущений

$$f = f_0 + f^{(1)} + f^{(2)} + \dots, \quad (13)$$

где $f_M = \bar{n} f_M$, \bar{n} – равновесная плотность, f_M – максвелловская функция распределения, $f^{(1)}$, $f^{(2)}$ – поправки к равновесной функции распределения первого и второго порядка по амплитуде взаимодействующих волн. Подставим разложение (13) в уравнение (12) и, выделяя члены первого и второго порядка, получим уравнения для линейных поправок к функции распределения

$$\begin{aligned} \left(-i\alpha_s + i\lambda_s \cos\theta + \frac{\partial}{\partial\theta} \right) f_s^{(1)} &= \\ &= \frac{\bar{n} |e|}{m_e \omega_c} \left(\mathbf{E}_s + \frac{v \times \mathbf{H}_s}{c} \right) \frac{\partial f_M}{\partial v}, \end{aligned} \quad (14)$$

где $s = 0, 1$, $\alpha_0 = (\omega_0 - k_z v_z)/\omega_c$, $\alpha_1 = -\omega_1/\omega_c$, $\lambda_0 = k_x v_{\perp}/\omega_c$, $\lambda_1 = q_{1x} v_{\perp}/\omega_c$ и θ – азимутальный угол цилиндрической системы координат в пространстве скоростей. Используя функцию Грина уравнения (14), которую можно получить методом вариации произвольной постоянной

$$\begin{aligned} G_s(\theta)[...] &= \exp(i\alpha_s \theta - i\lambda_s \sin(\theta)) \times \\ &\times \int_{-\infty}^{\theta} [...] \exp(i\lambda_s \sin(\theta') - i\alpha_s \theta') d\theta', \end{aligned} \quad (15)$$

найдем линейные поправки к равновесной функции распределения на частоте ω_0

$$\begin{aligned} f_0^{(1)} &= -\frac{|e|f_0}{m_e\omega_c v_{te}^2} (v_\perp A_x G_0(\theta) [\cos(\theta')] + \\ &+ v_\perp A_y G_0(\theta) [\sin(\theta')] + v_z A_z G_0(\theta) [1]) = \\ &= \frac{\bar{n}|e|}{m_e\omega_c v_{te}^2} f_M \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{\exp(in\theta - i\lambda_0 \sin(\theta))}{n - \alpha_0(v_z)} \times \\ &\times (i v_\perp A_x J_n^+(\lambda_0) + v_\perp A_y J_n^-(\lambda_0) + i v_z A_z J_n(\lambda_0)) \end{aligned} \quad (16)$$

и на частоте ω_1

$$\begin{aligned} f_1^{(1)} &= -\frac{|e|f_0}{m_e\omega_c v_{te}^2} v_\perp E_{1x} G_1(\theta) [\cos(\theta')] = \\ &= i \frac{\bar{n}|e|E_{1x}}{m_e\omega_c v_{te}^2} f_M \sum_{m=-\infty}^{\infty} \frac{\exp(im\theta - i\lambda_1 \sin(\theta))}{(m - \alpha_1)} v_\perp J_m^+(\lambda_1), \end{aligned} \quad (17)$$

где $J_n^+(\lambda) = nJ_n(\lambda)/\lambda$, $J_n^-(\lambda) = J_n(\lambda)$. В выражениях (16) и (17) мы использовали обозначения: $v_{te} = \sqrt{2T_e/m_e}$ – тепловая скорость электронов, T_e и m_e – электронная температура и масса. Первый, второй и третий члены во второй строке выражения (16) – результат действия интегрального оператора (15) на функции $\cos(\theta')$, $\sin(\theta')$ и единицу соответственно. Правая часть выражения (17) – результат действия интегрального оператора (15) на функцию $\cos(\theta')$. Отметим, что процедура вывода линейных поправок к равновесной функции распределения, вызванных присутствием возмущений – волн на частотах ω_0 и ω_1 – аналогична процедуре, которая использовалась в ставшей классической монографии [24] и в широко распространенном учебнике [25]. Кроме того, имеет смысл акцентировать внимание, что как линейная поправка к функции распределения (16), так и поправка (17) являются функциями азимутального угла гироваращения электрона в однородном магнитном поле. Этот факт будет существенным при выводе поправки второго порядка к функции распределения частиц.

Билинейную поправку к равновесной функции распределения на частоте второй дочерней волны можно найти, решив следующее уравнение

$$\begin{aligned} &\left(-i\alpha_2 + i\lambda_2 \cos\theta + \frac{\partial}{\partial\theta}\right) f_2^{(2)} = \\ &= \frac{|e|}{2m_e\omega_c} \left(E_{1x} \frac{\partial f_0^{(1)}(\theta)}{\partial v_x} + \left(A_x + \frac{v_z n_x A_z}{c} \right) \frac{\partial f_1^{(1)}(\theta)}{\partial v_x} + \right. \\ &\left. + A_y \frac{\partial f_1^{(1)}(\theta)}{\partial v_y} + \left(A_z - \frac{v_x n_x A_z}{c} \right) \frac{\partial f_1^{(1)}(\theta)}{\partial v_z} \right), \end{aligned} \quad (18)$$

где $\alpha_2 = (\omega_2 - k_z v_z)/\omega_c$, $\lambda_2 = q_{2x} v_\perp/\omega_c$ и компоненты скорости $v_x(\theta) = v_\perp \cos(\theta)$, $v_y(\theta) = v_\perp \sin(\theta)$ зависят от поперечной скорости v_\perp и азимутального угла θ гироваращения частицы. Используя функцию Грина (15), мы получим решение уравнения (18) в интегральном виде

$$f_2^{(2)} = \frac{|e|}{2m_e\omega_c} G_2(\theta) \left[E_{1x} \frac{\partial f_0^{(1)}(\theta')}{\partial v_x(\theta')} + \dots \right]. \quad (19)$$

Стоит обратить внимание, что выражение в квадратных скобках, на которое действует интегральный оператор (15), зависит от переменной θ' . Однако компоненты скорости $v_{x,y}(\theta')$, зависящие от переменной интегрирования θ' , связаны с компонентами скорости $v_{x,y}(\theta)$, зависящими от текущего значения азимутального угла θ , преобразованием поворота по азимутальному углу $v_x(\theta') = v_x(\theta) \cos(\theta' - \theta) - v_y(\theta) \sin(\theta' - \theta)$ и $v_y(\theta') = v_x(\theta) \sin(\theta' - \theta) + v_y(\theta) \cos(\theta' - \theta)$.

Умножим выражение (19) на заряд электрона $-|e|$ и, далее, выполним интегрирование по скоростям, что приводит к выражению для нелинейной плотности заряда на частоте второй электростатической НГ-волны

$$\begin{aligned} \rho_2^{(2)} &= -\frac{|e|^2}{2m_e\omega_c} \int_0^\infty v_\perp dv_\perp \int_{-\infty}^\infty dv_z \times \\ &\times \int_0^{2\pi} d\theta \exp(i\alpha_2\theta - i\lambda_2 \sin(\theta)) \times \\ &\times \int_{-\infty}^\theta d\theta' \exp(-i\alpha_2\theta') F(\theta'), \end{aligned} \quad (20)$$

где функция $F(\theta')$ имеет вид

$$\begin{aligned} F(\theta') &= \exp(i\lambda_2 \sin(\theta')) \times \\ &\times \left(E_{1x} \frac{\partial f_0^{(1)}(\theta')}{\partial v_x(\theta')} + \left(A_x + \frac{v_z n_x A_z}{c} \right) \frac{\partial f_1^{(1)}(\theta')}{\partial v_x(\theta')} + \right. \\ &\left. + A_y \frac{\partial f_1^{(1)}(\theta')}{\partial v_y(\theta')} + \left(A_z - \frac{v_x(\theta') n_x A_z}{c} \right) \frac{\partial f_1^{(1)}(\theta')}{\partial v_z} \right) \end{aligned}$$

и является периодической. Последнее свойство позволяет разложить ее в ряд

$$\begin{aligned} F(\theta') &= \sum_p F_p \exp(ip\theta'), \\ F_p &= \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\theta'' \exp(i\lambda_2 \sin(\theta'') - ip\theta'') \times \\ &\times \left(E_{1x} \frac{\partial f_0^{(1)}(\theta'')}{\partial v_x(\theta'')} + \left(A_x + \frac{v_z n_x A_z}{c} \right) \frac{\partial f_1^{(1)}(\theta'')}{\partial v_x(\theta'')} + \right. \end{aligned} \quad (21)$$

$$+ A_y \frac{\partial f_1^{(1)}(\theta'')}{\partial v_y(\theta'')} + \left(A_z - \frac{v_x(\theta'') n_x A_z}{c} \right) \frac{\partial f_1^{(1)}(\theta'')}{\partial v_z} \times \int_{-\infty}^{\theta} d\theta' \exp(i(\lambda_2 \sin(\theta') - \alpha_2 \theta')) \times \quad (22)$$

Подставим представление (21) в выражение (20), выполним в последнем интегрирование по частям и получим $\rho_{2\perp}^{(2)} = \rho_{2\perp}^{(2)} + \rho_{2z}^{(2)}$

$$\rho_{2\perp}^{(2)} = -i \frac{q_{2x}}{2} \frac{|e|^2}{m_e \omega_c^2} \times \int_0^{\infty} v_{\perp} dv_{\perp} \int_{-\infty}^{\infty} dv_z \int_0^{2\pi} d\theta \exp(i\alpha_2 \theta - i\lambda_2 \sin(\theta)) \times$$

$$\times \left(\left(E_{1x} f_{0\perp}^{(1)}(\theta') + f_1^{(1)}(\theta') \left(A_x + \frac{v_z n_x A_z}{c} \right) \right) \times \sin(\theta - \theta') + f_1^{(1)}(\theta') A_y (\cos(\theta - \theta') - 1) \right),$$

где $f_{0\perp}^{(1)}$ – поправка (16), в которой $A_z = 0$. Подставим выражения (16) и (17) в выражение (22) и выпишем первый вклад в него

$$\rho_{\perp a}^{(2)} = -i \frac{q_{1x} q_{2x}}{8\pi} \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_c^2} \frac{c}{v_{te}^2} \frac{C_1}{B} \int_0^{\infty} v_{\perp} dv_{\perp} \int_{-\infty}^{\infty} dv_z f_M \left(A_x + \frac{v_z n_x A_z}{c} \right) \int_0^{2\pi} d\theta \exp(i\alpha_2 \theta - i\lambda_2 \sin(\theta)) \times \int_{-\infty}^{\theta} d\theta' \left(\sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{\exp(i\lambda_1 \sin(\theta') - i\alpha_2 \theta' + in(\theta'))}{n - \alpha_0(v_z)} \frac{n J_n(\lambda_0)}{\lambda_0} + \sum_{m=-\infty}^{\infty} \frac{\exp(i\lambda_0 \sin(\theta') - i\alpha_2 \theta' + im\theta')}{m - \alpha_1} \frac{m J_m(\lambda_1)}{\lambda_1} \right) (\sin(\theta) \cos(\theta') - \cos(\theta) \sin(\theta')). \quad (23)$$

Возьмем в выражении (23) интеграл по переменной θ' и, в итоге, получим

$$\rho_{\perp a}^{(2)} = -i \frac{q_{1x} q_{2x}}{4\pi} \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_c^2} \frac{c}{v_{te}^2} \frac{C_1}{B} \sum_{n,m=-\infty}^{\infty} \int d\zeta_{\perp} \exp(-\zeta_{\perp}^2) \zeta_{\perp}^2 \times \int \frac{d\zeta_z}{\sqrt{\pi}} \exp(-\zeta_z^2) \left(A_x + \zeta_z \frac{v_{te}}{c} n_x A_z \right) \times \left(\frac{J_n^+(\bar{\lambda}_0 \zeta_{\perp}) J_m^+(\bar{\lambda}_1 \zeta_{\perp}) J_{m+n}^-(\bar{\lambda}_2 \zeta_{\perp})}{(n - \alpha_0(\zeta_z))(m - \alpha_1)} + \frac{J_n^+(\bar{\lambda}_0 \zeta_{\perp}) J_m^-(\bar{\lambda}_1 \zeta_{\perp}) J_{m+n}^+(\bar{\lambda}_2 \zeta_{\perp})}{(n - \alpha_0(\zeta_z))(m + n - \alpha_2(\zeta_z))} + \frac{J_n^-(\bar{\lambda}_0 \zeta_{\perp}) J_m^+(\bar{\lambda}_1 \zeta_{\perp}) J_{m+n}^+(\bar{\lambda}_2 \zeta_{\perp})}{(m - \alpha_1)(m + n - \alpha_2(\zeta_z))} \right). \quad (24)$$

Если положить в выражении (24) $A_z = 0$, то оно совпадает с выражением для нелинейной плотности заряда, полученной в Приложении работы [15] и описывающей нелинейное взаимодействие трех продольных колебаний. В выражении (24) осталось выполнить интегрирование по продольным скоростям. Используя определение

плазменной дисперсионной функции $Z(\xi) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp(-\zeta^2)}{\zeta - \xi} d\zeta$, получим

$$\frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} d\zeta \frac{\exp(-\zeta^2)}{(m + n - \alpha_2(v_z))(n - \alpha_0(v_z))} = \frac{\omega_c^2}{k_z^2 v_{te}^2} \frac{Z(\xi_2^{m+n}) - Z(\xi_0^n)}{\xi_1^m}, \quad (25)$$

$$\frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} d\zeta \frac{\zeta \exp(-\zeta^2)}{(m + n - \alpha_2(v_z))(m - \alpha_1)} = \frac{\omega_c}{k_z v_{te}} \frac{(1 + \xi_2^{m+n} Z(\xi_2^{m+n}))}{(m - \alpha_1)},$$

$$\frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} d\zeta \frac{\zeta \exp(-\zeta^2)}{(m + n - \alpha_2(v_z))(n - \alpha_0(v_z))} = \frac{\omega_c^2}{k_z^2 v_{te}^2} \frac{\xi_2^{m+n} Z(\xi_2^{m+n}) - \xi_0^n Z(\xi_0^n)}{\xi_1^m},$$

где $\xi_0^n = \frac{\omega_0 - n\omega_c}{k_z v_{te}}$, $\xi_1^m = -\frac{\omega_1 + \omega_c m}{k_z v_{te}}$ и $\xi_2^p = \frac{\omega_2 - p\omega_c}{k_z v_{te}}$.

Учитывая выражения (25) в выражении (24), мы приходим к следующему представлению для плотности заряда $\rho_{\perp a}^{(2)}$:

$$\begin{aligned}
\rho_{\perp a}^{(2)} = & -i \frac{q_{1x} q_{2x}}{4\pi} \frac{\omega_{pe}^2}{k_z^2 v_{te}^2} \frac{c}{B} C_1 \sum_{n,m=-\infty}^{\infty} \int_0^{\infty} d\zeta_{\perp} \exp(-\zeta_{\perp}^2) \zeta_{\perp}^2 \left(\frac{k_z v_{te}}{\omega_c} Z(\xi_0^n) \frac{J_n^+(\bar{\lambda}_0 \zeta_{\perp}) J_m^+(\bar{\lambda}_1 \zeta_{\perp}) J_{m+n}^-(\bar{\lambda}_2 \zeta_{\perp})}{(m - \alpha_1)} + \right. \\
& + \left. \frac{k_z v_{te}}{\omega_c} Z(\xi_2^{m+n}) \frac{J_n^-(\bar{\lambda}_0 \zeta_{\perp}) J_m^+(\bar{\lambda}_1 \zeta_{\perp}) J_{m+n}^+(\bar{\lambda}_2 \zeta_{\perp})}{(m - \alpha_1)} + \frac{Z(\xi_2^{m+n}) - Z(\xi_0^n)}{\xi_1^m} J_n^+(\bar{\lambda}_0 \zeta_{\perp}) J_m^-(\bar{\lambda}_1 \zeta_{\perp}) J_{m+n}^+(\bar{\lambda}_2 \zeta_{\perp}) \right) A_x + \\
& + \left(\frac{k_z v_{te}}{\omega_c} (1 + \xi_0^n Z(\xi_0^n)) \frac{J_n^+(\bar{\lambda}_0 \zeta_{\perp}) J_m^+(\bar{\lambda}_1 \zeta_{\perp}) J_{m+n}^-(\bar{\lambda}_2 \zeta_{\perp})}{(m - \alpha_1)} + \right. \\
& + \left. \frac{k_z v_{te}}{\omega_c} (1 + \xi_2^{m+n} Z(\xi_2^{m+n})) \frac{J_n^-(\bar{\lambda}_0 \zeta_{\perp}) J_m^+(\bar{\lambda}_1 \zeta_{\perp}) J_{m+n}^+(\bar{\lambda}_2 \zeta_{\perp})}{(m - \alpha_1)} + \right. \\
& + \left. \frac{\xi_2^{m+n} Z(\xi_2^{m+n}) - \xi_0^n Z(\xi_0^n)}{\xi_1^m} J_n^+(\bar{\lambda}_0 \zeta_{\perp}) J_m^-(\bar{\lambda}_1 \zeta_{\perp}) J_{m+n}^+(\bar{\lambda}_2 \zeta_{\perp}) \right) \frac{v_{te}}{c} n_x A_z.
\end{aligned} \tag{26}$$

Второй вклад в выражение (22) имеет вид

$$\begin{aligned}
\rho_{\perp b}^{(2)} = & -\frac{q_{1x} q_{2x}}{4\pi} \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_c^2} \frac{c}{v_{te}} C_1 \frac{A_y}{B} \sum_{m,n=-\infty}^{\infty} \int_0^{\infty} d\zeta_{\perp} \exp(-\zeta_{\perp}^2) \zeta_{\perp}^2 \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\zeta_z}{\sqrt{\pi}} \exp(-\zeta_z^2) \times \\
& \times \left(\frac{J_n^-(\bar{\lambda}_0 \zeta_{\perp}) J_m^+(\bar{\lambda}_1 \zeta_{\perp}) J_{m+n}^-(\bar{\lambda}_2 \zeta_{\perp})}{(n - \alpha_0(\zeta_z))(m - \alpha_1)} + \frac{J_n^-(\bar{\lambda}_0 \zeta_{\perp}) J_m^-(\bar{\lambda}_1 \zeta_{\perp}) J_{m+n}^+(\bar{\lambda}_2 \zeta_{\perp})}{(n - \alpha_0(\zeta_z))(n + m - \alpha_2(\zeta_z))} + \right. \\
& + \left. \frac{J_m^+(\bar{\lambda}_1 \zeta_{\perp})}{(m - \alpha_1)(n + m - \alpha_2(\zeta_z))} (J_n^+(\bar{\lambda}_0 \zeta_{\perp}) J_{m+n}^+(\bar{\lambda}_2 \zeta_{\perp}) - J_n^-(\bar{\lambda}_0 \zeta_{\perp}) J_{m+n}^-(\bar{\lambda}_2 \zeta_{\perp})) \right).
\end{aligned} \tag{27}$$

Воспользуемся выражением (25) для упрощения выражения (27) и получим

$$\begin{aligned}
\rho_{\perp b}^{(2)} = & -\frac{q_{1x} q_{2x}}{4\pi} \frac{\omega_{pe}^2}{k_z^2 v_{te}^2} \frac{c}{v_{te}} C_1 \frac{A_y}{B} \sum_{m,n=-\infty}^{\infty} \int_0^{\infty} d\zeta_{\perp} \exp(-\zeta_{\perp}^2) \zeta_{\perp}^2 \times \\
& \times \left(\frac{k_z v_{te}}{\omega_c} \frac{Z(\xi_2^{m+n})}{(m - \alpha_1)} (J_n^+(\bar{\lambda}_0 \zeta_{\perp}) J_m^+(\bar{\lambda}_1 \zeta_{\perp}) J_{m+n}^+(\bar{\lambda}_2 \zeta_{\perp}) - J_n^-(\bar{\lambda}_0 \zeta_{\perp}) J_m^+(\bar{\lambda}_1 \zeta_{\perp}) J_{m+n}^-(\bar{\lambda}_2 \zeta_{\perp})) + \right. \\
& + \left. \frac{k_z v_{te}}{\omega_c} \frac{Z(\xi_0^n)}{(m - \alpha_1)} J_n^-(\bar{\lambda}_0 \zeta_{\perp}) J_m^+(\bar{\lambda}_1 \zeta_{\perp}) J_{m+n}^-(\bar{\lambda}_2 \zeta_{\perp}) + \frac{Z(\xi_2^{m+n}) - Z(\xi_0^n)}{\xi_1^m} J_n^-(\bar{\lambda}_0 \zeta_{\perp}) J_m^-(\bar{\lambda}_1 \zeta_{\perp}) J_{m+n}^+(\bar{\lambda}_2 \zeta_{\perp}) \right).
\end{aligned} \tag{28}$$

Сумма выражений (24) и (28) при $k_z = 0$ совпадает с представлением для нелинейной плотности заряда, полученной в работе [15] и описывающей распад поперечной (необыкновенной) электромагнитной волны на два продольных колебания.

Вклад в выражение (22) имеется также вклад, связанный с линейным возмущением (16) в присутствии только продольного электрического поля $f_{0z}^{(1)}$ (поправка (16), в которой $A_{x,y} = 0$)

$$\rho_{za}^{(2)} = -i \frac{q_{1x} q_{2x}}{4\pi} \frac{\omega_{pe}^2}{k_z^2 v_{te}^2} \frac{c}{v_{te}} C_1 \frac{A_z}{B} \times$$

$$\begin{aligned}
& \times \sum_{m,n=-\infty}^{\infty} \frac{\xi_2^{m+n} Z(\xi_2^{m+n}) - \xi_0^n Z(\xi_0^n)}{\xi_1^m} \times \\
& \times \int_0^{\infty} (J_n^-(\bar{\lambda}_0 \zeta_{\perp}) J_m^+(\bar{\lambda}_1 \zeta_{\perp}) J_{m+n}^-(\bar{\lambda}_2 \zeta_{\perp}) + \\
& + J_n^-(\bar{\lambda}_0 \zeta_{\perp}) J_m^-(\bar{\lambda}_1 \zeta_{\perp}) J_{m+n}^+(\bar{\lambda}_2 \zeta_{\perp})) \exp(-\zeta_{\perp}^2) \zeta_{\perp} d\zeta_{\perp}.
\end{aligned} \tag{29}$$

Кроме того, мы еще не учли последний член в выражении (21). Его учет приводит к следующему вкладу в нелинейную плотность заряда

$$\begin{aligned} \rho_{zb}^{(2)} = & i \frac{q_{1x} k_z \omega_{pe}^2}{4\pi k_z^2 v_{te}^2 v_{ie}} c C_1 \frac{A_z}{B} \sum_{n,m} \frac{Z'(\zeta_2^{m+n})}{m - \alpha_1} \times \\ & \times \int_0^\infty J_m^+(\bar{\lambda}_1 \zeta_\perp) \left(J_n(\bar{\lambda}_0 \zeta_\perp) - \zeta_\perp \frac{v_{ie} n_x}{c} J_n^+(\bar{\lambda}_0 \zeta_\perp) \right) \times \\ & \times J_{m+n}(\bar{\lambda}_2 \zeta_\perp) \zeta_\perp^2 \exp(-\zeta_\perp^2) d\zeta_\perp. \end{aligned} \quad (30)$$

При поперечном распространении волны $k_z = 0$ выражения (29) и (30) равны нулю. Далее, введем нелинейную электронную восприимчивость плазмы согласно определению

$$\begin{aligned} \chi_e^{(2)} = & \frac{q_{2i}}{\omega_2} \left(q_{1j} e_{Ok} \sigma_{ijk}^{(2)} + q_{1k} e_{Oj} \sigma_{ijk}^{(2)} \right) = \\ = & -\frac{4\pi}{C_1 A_0} \sum_{m=a,b} \left(\rho_{\perp m}^{(2)} + \rho_{zm}^{(2)} \right), \end{aligned} \quad (31)$$

где $\sigma_{ijk}^{(2)}$ — 3-х индексный тензор проводимости плазмы. Анализируя (31), можно отметить, что выражение (31) обладает симметрией относительно перестановки $q_{1x} \leftrightarrow q_{2x}$, $\omega_1 \leftrightarrow \omega_2$, т.е. подчиняется симметрии Мэнли–Роу.

Следует отметить, что в рамках подхода, основанного на теории возмущения и использовании последовательных итераций для определения более высоких поправок к равновесной функции распределения по амплитуде полей, который подробно описан в работах [23–25], компоненты волновых векторов нелинейно взаимодействующих волн считаются заданными. Они могут быть

определены в результате решения линейных дисперсионных уравнений соответствующих волн.

Выражение (31) позволяет описать любой параметрический распад обыкновенной волны, в результате которого возбуждаются два продольных колебания. В частности, его можно использовать при описании параметрического распада обыкновенной волны на периферии плазмы в присутствии бловов, в результате которого возбуждаются дочерние верхнегибридная и нижнегибридная волны. Это один из возможных сценариев, которые исследуются в настоящее время в контексте анализа влияния паразитных нелинейных явлений на распространение пучка СВЧ-волн при ЭЦРН в токамаке ITER. Пример анализа одного из сценариев распада обыкновенной волны, при котором возбуждаются две косые ленгмюровские волны, может быть найден в работе [26].

4. ПРЕДЕЛЬНЫЙ СЛУЧАЙ

Рассмотрим нелинейную восприимчивость (31) в случае однородной накачки, т.е. высокочастотных колебаний, для описания которых необходимо положить $k_x = 0$, $k_z = 0$ в выражении (1). При этом, будем считать компоненты поля этих колебаний независимыми величинами. В этом случае $q_{1x} = q_{2x} = q_x$, $q_z = 0$ и выражение (31) сведется к следующему виду:

$$\begin{aligned} \chi_e^{(2)} = & i q_x^2 \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_c^2} \frac{c}{v_{te}} \frac{e_{Ox}}{2B} \sum_{m=-\infty}^\infty \int_0^\infty d\zeta_\perp \exp(-\zeta_\perp^2) \zeta_\perp^2 \left\{ \left(\frac{J_m^+(\bar{\lambda} \zeta_\perp) J_{m+1}^-(\bar{\lambda} \zeta_\perp)}{(1 - \alpha_0)(m - \alpha_1)} - \frac{J_m^+(\bar{\lambda} \zeta_\perp) J_{m-1}^-(\bar{\lambda} \zeta_\perp)}{(1 + \alpha_0)(m - \alpha_1)} + \right. \right. \\ & + \left. \frac{J_{m-1}^-(\bar{\lambda} \zeta_\perp) J_m^+(\bar{\lambda} \zeta_\perp)}{(1 - \alpha_0)(m - \alpha_2)} - \frac{J_{m+1}^-(\bar{\lambda} \zeta_\perp) J_m^+(\bar{\lambda} \zeta_\perp)}{(1 + \alpha_0)(m - \alpha_2)} + \frac{J_m^+(\bar{\lambda} \zeta_\perp) J_{m+1}^+(\bar{\lambda} \zeta_\perp)}{(m - \alpha_1)(m + 1 - \alpha_2)} - \frac{J_m^+(\bar{\lambda} \zeta_\perp) J_{m-1}^+(\bar{\lambda} \zeta_\perp)}{(m - \alpha_1)(m - 1 - \alpha_2)} \right\} + \\ & + \left\{ \left(\frac{J_m^+(\bar{\lambda} \zeta_\perp) J_{m+1}^-(\bar{\lambda} \zeta_\perp)}{(1 - \alpha_0)(m - \alpha_1)} + \frac{J_m^+(\bar{\lambda} \zeta_\perp) J_{m-1}^-(\bar{\lambda} \zeta_\perp)}{(1 + \alpha_0)(m - \alpha_1)} + \frac{J_m^-(\bar{\lambda} \zeta_\perp) J_{m+1}^+(\bar{\lambda} \zeta_\perp)}{(1 - \alpha_0)(m + 1 - \alpha_2)} + \frac{J_m^-(\bar{\lambda} \zeta_\perp) J_{m-1}^+(\bar{\lambda} \zeta_\perp)}{(1 + \alpha_0)(m - 1 - \alpha_2)} + \right. \right. \\ & \left. \left. + \frac{J_m^+(\bar{\lambda} \zeta_\perp) J_{m+1}^+(\bar{\lambda} \zeta_\perp)}{(m - \alpha_1)(m + 1 - \alpha_2)} + \frac{J_m^+(\bar{\lambda} \zeta_\perp) J_{m-1}^+(\bar{\lambda} \zeta_\perp)}{(m - \alpha_1)(m - 1 - \alpha_2)} - \frac{2J_m^+(\bar{\lambda} \zeta_\perp) J_m(\bar{\lambda} \zeta_\perp)}{(m - \alpha_1)(m - \alpha_2)} \right\} e_{Oy} \right\} e_{Ox}. \end{aligned} \quad (32)$$

Удерживая в выражении, стоящем в фигурных скобках, члены первого порядка малости по параметру $\bar{\lambda} \ll 1$, мы получим

$$\chi_e^{(2)} = i q_{1x}^2 \frac{q_{1x} c}{\omega_c} n_z^3 \frac{\omega_{pe}^2}{(\omega^2 - \omega_c^2)} \approx i \frac{q_{1x}^3 c}{\omega_c} n_z^3. \quad (33)$$

Выражение (33) совпадает с выражением (А.5), полученным в дипольном приближении.

5. ВЫВОДЫ

Впервые в явном виде получено выражение для нелинейной (квадратичной) высокочастотной восприимчивости магнитоактивной плазмы в кинетическом приближении, которое описывает нелинейную связь СВЧ-волн обыкновенной поляризации с двумя электростатическими колебаниями. В предельном случае длинноволновых дочерних колебаний полученное выражение (31) воспроизводит выражения, выведенные в рамках

дипольного приближения (А.5). Полученные результаты могут быть полезны при анализе нелинейных эффектов при ЭЦРН-нагреве при распространении обыкновенной волны на периферии плазмы.

Расчеты выполнены в рамках государственного контракта ФТИ им. А.Ф. Иоффе 0040-2019-0023, а Приложения подготовлены в рамках государственного контракта ФТИ им. А.Ф. Иоффе 0034-2021-0003.

ПРИЛОЖЕНИЕ А

В этом Приложении мы выпишем нелинейные коэффициенты связи в дипольном приближении, базируясь на результатах работы [27]. Поле колебаний накачки и потенциалов дочерних волн в этом случае определяются выражениями (1), (9) и (10), где $k_x, k_z = 0$, за исключением компонент вектора поляризации (7). Согласно Приложению I в работе [27] нелинейные плотности заряда имеют вид

$$\begin{pmatrix} \rho_2 \\ \rho_1 \end{pmatrix} = \frac{\chi'_e(\omega_1)\chi'_i(\omega_2)}{16\pi q_{1x}q_{2x}} \begin{pmatrix} ia_B(E_0)\phi_1 \\ -ia_B(E_0)^*\phi_2 \end{pmatrix}, \quad (\text{A.1})$$

где функция $a_B(E_0)$ дается следующим выражением:

$$\begin{aligned} a_B^2 = & \left\{ \sin\left(\frac{\pi}{2} - \delta_x\right) \frac{q_{1x}c\omega_c}{\omega_0^2 - \omega_c^2} \frac{A_x}{B} + \right. \\ & \left. + \cos\left(\frac{\pi}{2} - \delta_y\right) \frac{q_{1x}c\omega_c^2}{\omega_0(\omega_0^2 - \omega_c^2)} \frac{A_y}{B} \right\}^2 + \\ & + \left\{ \cos\left(\frac{\pi}{2} - \delta_x\right) \frac{q_{1x}c\omega_c}{\omega_0^2 - \omega_c^2} \frac{A_x}{B} + \right. \\ & \left. + \sin\left(\frac{\pi}{2} - \delta_y\right) \frac{q_{1x}c\omega_c^2}{\omega_0(\omega_0^2 - \omega_c^2)} \frac{A_y}{B} \right\}^2. \end{aligned} \quad (\text{A.2})$$

В выражении (А.2) $\delta_{x,y}$ – фазы компонент поля колебаний накачки (см. (7)). Используя вектор поляризации (7) в выражении (А.2), получим

$$a_B^2 \approx \left(\frac{q_{1x}c}{\omega_c} n_x^{(0)} n_z^3 \right)^2 \left(\frac{A_0}{B} \right)^2 \approx \left(\frac{q_{1x}c}{\omega_c} n_z^3 \frac{E_0}{B} \right)^2. \quad (\text{A.3})$$

В выражении (А.3) мы учли, что выполняется неравенство $\omega_{pe}^2/\omega_0^2 \ll 1$, которое немедленно приводит к приближенному выражению $n_x^{(0)} \approx 1$. Поскольку для низкочастотных колебаний

$\chi'_i(\omega_2) \approx -q_{1x}^2$ и $\chi'_e(\omega_1) \approx -q_{1x}^2\omega_{pe}^2/(\omega_1^2 - \omega_c^2)$, мы перепишем выражение (А.1) в следующем виде:

$$\begin{pmatrix} \rho_2 \\ \rho_1 \end{pmatrix} = -\frac{1}{16\pi\bar{B}} \begin{pmatrix} \chi_e^{(2)} A_0 \phi_1 \\ \chi_e^{(2)*} A_0^* \phi_2 \end{pmatrix}, \quad (\text{A.4})$$

где мы использовали новое обозначение

$$\chi_e^{(2)} = iq_{1x}^2 \frac{q_{1x}c}{\omega_c} n_z^3 \frac{\omega_{pe}^2}{(\omega_1^2 - \omega_c^2)} \approx i \frac{q_{1x}c}{\omega_c} n_z^3. \quad (\text{A.5})$$

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Литвак А.Г., Денисов Г.Г., Запевалов В.Е., Куфтин А.Н., Малыгин В.И., Чирков А.В., Соколов Е.В., Тай Е.М., Солуянова Е.А., Мясников В.Е., Агапова М.В., Ильин В.К., Ничипоренко В.О., Попов Л.Г., Усачев С.В., Ильин В.И., Новиков В.Н. // Электронная техника. Серия 1: СВЧ-техника. 2013. Т. 518. С. 142.
2. Akhiezer A.I., Akhiezer I.A., Sitenko A.G. // Sov. Phys. JETP. 1962. V. 14. P. 462.
3. Stenflo L. // J. Plasma Physics. 1972. V. 7. Part 1. P. 107.
4. Kaufman A.N., Stenflo L. // Physica. Scripta. 1979. V. 19. P. 523.
5. Brodin G., Stenflo L. // J. Plasma Physics. 1989. V. 42. P. 187.
6. Stenflo L. // Physica Scripta. 1994. V. T. 50. P. 15.
7. Brodin G., Stenflo L. // J. Plasma Physics. 2006. V. 72. P. 143.
8. Popov A.Yu., Gusakov E.Z. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2015. V. 57. P. 025022.
9. Gusakov E.Z., Popov A.Yu., Irzak M.A. // JETP. 2016. V. 123. P. 723.
10. Gusakov E.Z., Popov A.Yu. // Phys. Plasmas. 2016. V. 23. P. 082503.
11. Popov A.Yu., Gusakov E.Z. // Europhys. Lett. 2016. V. 116. P. 45002.
12. Gusakov E.Z., Popov A.Yu. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2017. V. 59. P. 025005.
13. Popov A.Yu., Gusakov E.Z. // JETP Letters. 2017. V. 105. P. 78.
14. Gusakov E.Z., Popov A.Yu., Tretinnikov P.V. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2019. V. 61. P. 085008.
15. Gusakov E.Z., Popov A.Yu. // Nuclear Fusion. 2018. V. 58. P. 096033.
16. Popov A.Yu., Gusakov E.Z., Irzak M.A. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2020. V. 62. P. 025015.
17. Aliev Yu.M., Silin V.P., Watson C. // JETP. 1966. V. 23. P. 626.
18. Gusakov E.Z., Popov A.Yu., Saveliev A.N., Sysoeva E.V. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2017. V. 59. P. 075002.

19. *Gusakov E.Z., Popov A.Yu.* // Phys. Plasmas. 2018. V. 25. P. 012101.
20. *Gusakov E.Z., Popov A.Yu.* // Phys. Plasmas. 2018. V. 25. P.082117.
21. *Gusakov E.Z., Popov A.Yu., Saveliev A.N.* // Plasma Phys. Control. Fusion. 2019. V. 61. P. 025006.
22. *Pustovalov V.V., Silin V.P.* Theory of Plasmas. Consultants Bureau, 1975.
23. *Larsson J.* // J. Plasma Physics. 1979. V. 21. P. 519.
24. *Ахиезер А.И., Ахиезер И.А., Половин Р.В., Ситенко А.Г., Степанов К.Н.* Электродинамика плазмы. М.: Наука, 1974.
25. *Александров А.Ф., Богданкевич Л.С., Рухадзе А.А.* Основы электродинамики плазмы. М.: Высшая школа, 1988.
26. *Gusakov E.Z., Popov A.Yu.* // Plasma Phys. Control. Fusion. 2020. V. 62. P. 105011.
27. *Aliev Yu.M., Silin V.P., Watson C.* // JETP. 1966. V. 23. P. 626.

ПЕРЕРАСПРЕДЕЛЕНИЕ КИНЕТИЧЕСКОЙ ЭНЕРГИИ В ТРЕХМЕРНЫХ ОБЛАКАХ ЗАРЯЖЕННЫХ ПЫЛЕВЫХ ЧАСТИЦ

© 2022 г. О. С. Ваулина^{a, b, *}

^a Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия

^b Московский физико-технический институт (государственный университет),
Долгопрудный, Московская обл., Россия

*e-mail: olga.vaulina@bk.ru

Поступила в редакцию 01.06.2021 г.

После доработки 08.07.2021 г.

Принята к публикации 01.08.2021 г.

Выполнено численное исследование условий энергетического обмена в трёхмерных облаках заряженных частиц, взаимодействующих с экранированным кулоновским потенциалом. Моделирование процессов перераспределения стохастической кинетической энергии по степеням свободы проводилось для структур, содержащих до тысячи частиц, которые формируются в электрических полях ловушки. Предложена полуэмпирическая аппроксимация, которая хорошо описывает процессы энергетического обмена во всех рассмотренных случаях.

Ключевые слова: физика плазмы, пылевые частицы, численное моделирование, перераспределение кинетической энергии

DOI: 10.31857/S0367292122010140

1. ВВЕДЕНИЕ

Большинство лабораторных экспериментов по изучению свойств пылевой плазмы проводится в газовых разрядах различных типов [1–9]. Образование квазидвумерных структур, состоящих из нескольких протяженных слоев пылевых частиц, часто наблюдается в условиях лабораторной плазмы емкостного ВЧ-разряда; формирование объемных трехмерных пылевых облаков — в плазме тлеющего разряда постоянного тока и индукционного ВЧ-разряда.

Стохастическая кинетическая энергия (кинетическая температура) пылевых частиц в условиях газоразрядной плазмы может быть значительно выше температуры окружающего их газа, а также изменяться в зависимости от их положения в объеме неоднородной плазмы [1–9]. Источниками высоких кинетических температур и неравномерного разогрева системы пылевых частиц в такой плазме являются флуктуации их зарядов, вызванные случайной природой ионных и электронных токов зарядки [10–12], и/или пространственные изменения зарядов пыли [13–16].

Основной причиной неравномерного распределения источников стохастической энергии по степеням свободы в условиях наземных экспериментов являются флуктуации зарядов частиц во внешнем электрическом поле [10–12]. Дополнительная стохастическая кинетическая энергия, приобрета-

емая отдельной пылевой частицей благодаря таким флуктуациям: $\Delta T_f^{(z);(r)} \approx T^{0(z);(r)} \propto E^2$, где E — величина напряженности электрического поля, необходимая для равновесного положения пылевой частицы. Здесь $T^{0(z)}$ — температура тепловых источников для частиц при их смещениях в направлении z (вдоль силы тяжести), а $T^{0(r)}$ — температура тепловых источников частиц при их смещениях в радиальном направлении (поперек силы тяжести). Эффективность относительного вклада таких источников можно оценить как $T^{0(z)}/T^{0(r)} \sim (Mgl_p^2/Q^2)^2$, где M — масса частицы, Q — ее заряд, а l_p — величина среднего расстояния между частицами [1, 10–12]. Таким образом, в общем случае отношение $T^{0(z)}/T^{0(r)} \neq 1$ и зависит от параметров частиц в пылевом облаке. Однако большинство методов анализа лабораторных измерений базируются на сопоставлении экспериментальных данных с численными расчетами транспортных и структурных свойств для однородных систем (т.е. для случая однородных тепловых источников: $T^{0(x)} = T^{0(y)} = T^{0(z)}$).

Для ансамбля из N идентичных частиц с попарным взаимодействием полная кинетическая энергия системы будет сохраняться [17–20]:

$$\sum_{i=1}^N (T_i^{(z)} + T_i^{(x)} + T_i^{(y)}) = N(T^{0(x)} + T^{0(y)} + T^{0(z)}), \quad (1a)$$

$$\sum_{i=1}^N (\delta T_i^{(z)} + \delta T_i^{(x)} + \delta T_i^{(y)}) = 0, \quad (1б)$$

где $T_i^{(x)}, T_i^{(y)}, T_i^{(z)}$ – установившаяся (равновесная) температура частицы i на каждую степень свободы. Здесь $T_i = T_i^0 + \delta T_i$ – температура частицы для равновесного состояния системы, а δT_i – приращение температуры в процессе установления равновесия.

Простая аналитическая модель для анализа энергетического баланса в плоских и цепочечных кластерных структурах, основанная на механизме переноса тепла, возникающем за счет передачи стохастических колебаний отдельных заряженных частиц вблизи их равновесного положения, была рассмотрена в работах [17–20]. Однако предлагаемая модель не учитывает возможности передачи энергии по степеням свободы и влияние тепловой диффузии частиц на перераспределение кинетической энергии в протяженных системах.

В настоящей работе представлены результаты численного исследования процессов перераспределения стохастической кинетической энергии по степеням свободы в трёхмерных облаках заряженных частиц, взаимодействующих с экранированным кулоновским потенциалом. Моделирование проводилось в широком диапазоне параметров близких к условиям лабораторных экспериментов с пылевой плазмой в газовых разрядах.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Численное исследование процессов энергетического обмена в трёхмерных облаках заряженных частиц выполнялось для систем, состоящих из N идентичных частиц, где N варьировалось от 30 до 1000. Заряженные частицы находились в линейном электрическом поле $E(r, z)$ цилиндрической ловушки с радиальной составляющей $E^r = \beta^r r$ и вертикальной составляющей $E^z = E_0^z + \beta^z z$, см. рис. 1. Здесь $r \equiv (x^2 + y^2)^{1/2}$ – радиальная координата, z – вертикальная координата в направлении силы тяжести, $\beta^r = \beta^x = \beta^y$ и β^z – величины градиентов электрического поля, а значение E_0^z определяется балансом сил, действующих в системе. Отношение β^r / β^z варьировалось от 0.25 до 4.

Коэффициенты трения частиц, ν , изменялись от 10 до $\sim 0.25 \text{ с}^{-1}$.

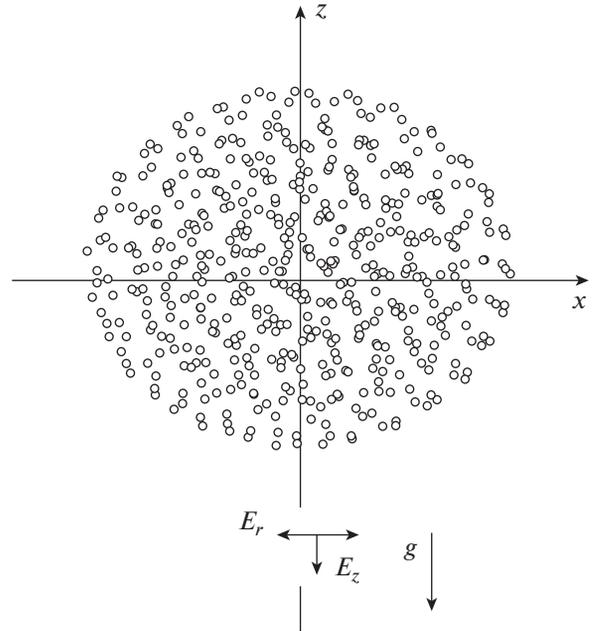


Рис. 1. Иллюстрация положений частиц (вид сбоку) в электрическом поле ловушки $E = E(z, r)$ с цилиндрической симметрией для трехмерной структуры: $N = 500, \beta_z = \beta_r$

Моделирование проводилось методом молекулярной динамики Ланжевена, где температура тепловых источников частиц для разных степеней свободы ($T^{0(x)} = T^{0(y)} \equiv T^{0(r)}$ и $T^{0(z)}$) обеспечивалась воздействием разной случайной силы ($F_b^{(x)} = F_b^{(y)} \equiv F_b^{(r)}$ и $F_b^{(z)}$). Техника моделирования подробно описана в работах [1, 2].

В начале счета частицы располагались случайным образом в кубе со стороной $\sim 1 \text{ см}$, центр положения которого находился при $x = y = 0$ для величины z , соответствующей условию баланса сил ($E_0^z \equiv gM/Q$). Шаг интегрирования Δt уравнений движения задавался от $\sim 1/(40\Omega_{\max})$ до $\sim 1/(100\Omega_{\max})$, где $\Omega_{\max} = \max\{\nu; \omega_z; \omega_r\}$, $\omega_z = (Q\beta^z/M)^{1/2}$, and $\omega_r = (Q\beta^r/M)^{1/2}$. Полученные результаты усреднялись по достижению равновесных температур частиц на временах расчета больших, чем $t \sim 1500/(\Omega_{\min})$, где $\Omega_{\min} = \min\{\nu; \omega_z; \omega_r\}$.

Между собой частицы взаимодействовали посредством экранированного кулоновского потенциала (типа Юкавы): $\phi(l) = Q \exp(-l/\lambda)/l$, l – расстояние между двумя частицами, а λ – длина экранирования. При выбранных параметрах численного моделирования величина среднего расстояния между частицами l_p составляла от

~ 0.025 см до 0.1 см. При этом, параметр экранирования, $\kappa = l_p/\lambda$, менялся от 0 до ~ 2.5 .

Учитывая цилиндрическую симметрию задачи, температура тепловых источников задавалась разной по степеням свободы как: $T^{0(x)} = T^{0(y)} \equiv T^{0(r)}$ и $T^{0(z)}$, где отношения температур $T^{0(z)}/T^{0(r)}$ составляло от 0.25 до 4 . Температура тепловых источников ($T^{0(z)}$, $T^{0(r)}$) для каждой из степеней свободы варьировалась в пределах от ~ 0.1 до ~ 5 эВ; при этом эффективный параметр неидеальности $\Gamma^{*(z);(r)} = Q^2 \exp(-\kappa)(1 + \kappa + 0.5\kappa^2)/(T^{0(z);(r)} l_p)$ менялся от ~ 500 до ~ 10 . Отметим, что при $\Gamma^{*(z);(r)} > > 110$ отклонения частиц от их равновесного положения малы и влияние процессов диффузии частиц на перераспределение энергии в системе незначительно [1, 2, 21]. Парные корреляционные функции, $g(l)$, для облака из $N = 500$ частиц с кулоновским взаимодействием, $\kappa = 0$, при различных значениях эффективных параметров неидеальности ($\Gamma^{*(z)}$ и $\Gamma^{*(r)}$) показаны на рис. 2.

В процессе моделирования начальная стохастическая кинетическая энергия (энергия источников) перераспределялась от более “горячих” частиц к менее “горячим”. Во всех рассмотренных случаях наблюдаемые распределения скоростей ($f(V^x) \cong f(V^y)$, $f(V^z)$) частиц были близки к максвелловским функциям. При этом величина перераспределяемой энергии (значения $\delta T^{(z)}$ и $\delta T^{(x)} = \delta T^{(y)}$) была пропорциональна разнице температур $\Delta T = 2(T^{0(z)} - T^{0(x)}) \equiv 2(T^{0(z)} - T^{0(y)})$ и определялась параметром $\xi = \omega^*/\nu$, где $\omega^* = \{Q^2 \exp(-\kappa)(1 + \kappa + 0.5\kappa^2)/l_p^3 M\}^{1/2}$. (Значение $\delta T^{(z)} \cong -(\delta T^{(x)} + \delta T^{(y)})$ с точностью до 2.5% .)

Аппроксимация полученных численных данных может быть найдена по аналогии с аналитическими формулами для отдельных частиц или с численными расчетами для протяженных слоистых систем частиц с кулоновским взаимодействием в виде [22]

$$\delta T/\Delta T = (n + cx^{-\alpha})^{-1}, \quad (2)$$

где параметр ξ является отношением характерных частот в рассматриваемых системах и отвечает за передачу энергии, α и c – некоторые коэффициенты, которые при заданном потенциале взаимодействия между частицами зависят от конфигурации рассматриваемой структуры, а n – суммарное число “источников” и “стоков” тепловой энергии. Так $\alpha \cong 0.8$ для протяженных слоистых систем и $\alpha \cong 2$ для случая двух отдельных частиц [22]. Отметим, что отношение $\Delta T/n$ соответствует количеству перераспределяемой кинетической энергии, которая необходима для установления равномерного распределения температур в анализируемой системе (в том числе и по степеням

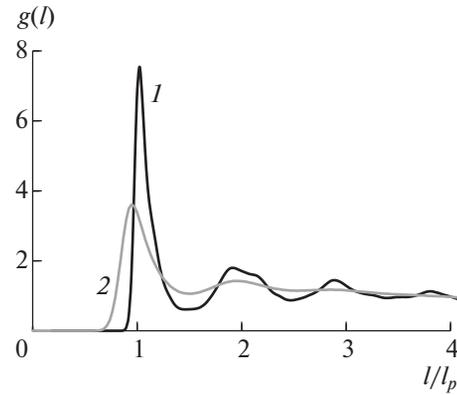


Рис. 2. Парные корреляционные функции $g(l)$ для облака, состоящего из $N = 500$ частиц, при разных параметрах неидеальности: 1 – $\Gamma^{*(r)} \cong 200$, $\Gamma^{(z)} \cong 150$; 2 – $\Gamma^{(r)} \cong 20$, $\Gamma^{(z)} \cong 10$.

свободы). Так, например, для случая двух частиц с равномерными распределениями температур по степеням свободы, более “горячая” частица является “источником”, а вторая – “стоком” ($n = 2$). Для случая системы частиц при $T^{0(z)} > T^{0(x)} \equiv T^{0(y)}$ энергия распределяется от “источника”, $T^{0(z)}$, по двум другим направлениям (“стокам”) и $n = 3$.

Аппроксимация (2) является полуэмпирической, однако позволяет достаточно точно описать условия энергетического баланса, полученные в результате численного моделирования, даже для двухфракционных систем, а также отслеживает основные черты процессов энергетического обмена. Так, с ростом ξ кинетическая энергия частиц выравнивается и распределяется равномерно между частицами системы при $\xi \rightarrow \infty$, когда значения температур отдельных частиц $T_i = T_i^{(x)} \equiv T_i^{(y)} \equiv T_i^{(z)}$ стремятся к величине $(T^{0(x)} + T^{0(y)} + T^{0(z)})/3$, равной средней температуре источников рассматриваемой системы.

Анализ численных данных для облаков заряженных частиц в широком диапазоне параметров, представленных выше, позволил получить следующую аппроксимацию для анализа перераспределения стохастической энергии по степеням свободы:

$$\delta T/\Delta T = (3 + cx^{-0.8})^{-1}. \quad (3)$$

Усредненные результаты численных расчетов $|\delta T/\Delta T|$ в зависимости от ξ , которые иллюстрируют перераспределение стохастической энергии по степеням свободы, показаны для $\Gamma^{*(r)} > \Gamma^{*(z)} > > 110$ на рис. 3. Там же представлены результаты для высоких температур ($100 > \Gamma^{*(r)} > \Gamma^{*(z)} \cong 10$) и аппроксимация (3) с различными коэффициентами $c \cong 4.9$, $c \cong 2.8$. Легко увидеть, что при боль-

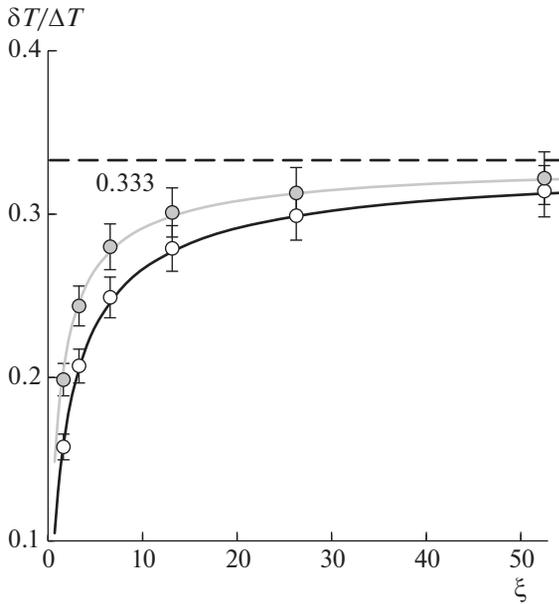


Рис. 3. Зависимости $|\delta T/\Delta T|$ от ξ ; $\delta T = T^{(z)} - T^{0(z)}$, $\Delta T = 2(T^{0(z)} - T^{0(x)}) \equiv 2(T^{0(z)} - T^{0(y)})$. Белые символы – усредненные результаты численных расчетов для $\Gamma^{*(z)} > 110$; серые символы – для $\Gamma^{*(r)} \cong 20$, $\Gamma^{*(z)} \cong 10$; черная линия – аппроксимация (3) для $c = 4.9$; серая линия – (3) для $c = 2.8$. Отмечено отклонение расчетов ($\pm 5\%$) при различных значениях $\Delta T = 2(T^{0(z)} - T^{0(x)}) \equiv 2(T^{0(z)} - T^{0(y)})$, κ , N и β^z/β^r .

ших параметрах неидеальности результаты расчетов практически не изменяются (их отклонения соответствуют ошибке менее $\pm 5\%$), а с ростом температуры частиц перераспределение стохастической энергии по степеням свободы становится несколько более интенсивным, что особенно заметно при малых ξ .

В заключение данного раздела отметим, что в условиях типичных экспериментов в газоразрядной плазме при давлениях буферного газа (такого как аргон, или неон) больше 10^{-2} Тор, параметр ξ находится в диапазоне от ~ 1 до ~ 30 [1–9]. Тем не менее выполненное моделирование показывает, что эффективное выравнивание температур частиц по их степеням свободы возможно только для $\xi > 5$ даже при низких значениях эффективного параметра неидеальности, см. рис. 3.

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполнено численное исследование процессов энергетического обмена в диссипативных системах заряженных частиц с неоднородным распределением источников тепла и/или любых других источников стохастической кинетической энергии по степеням свободы. Изучены условия энергетического обмена в трехмерных ансамблях

частиц, взаимодействующих с экранированным кулоновским потенциалом. Моделирование проводилось для облаков, состоящих от тридцати до тысячи заряженных частиц во внешнем электрическом поле ловушки с различными градиентами. Рассмотрено влияние высоких температур (т.е. влияние относительно небольших параметров неидеальности систем ~ 10) на условия энергетического баланса в анализируемых системах.

Было получено, что величина перераспределяемой энергии полностью определяется разницей температур тепловых источников и величиной характерных частот системы (коэффициентом трения и частотой, отвечающей за взаимодействие между заряженными частицами). Предложена полуэмпирическая аппроксимация, которая хорошо описывает процессы энергетического обмена во всех рассмотренных случаях.

Результаты настоящей работы могут быть адаптированы для систем с любым типом взаимодействий между частицами и будут полезны для анализа энергетического обмена в неоднородных системах, которые представляют интерес в физике пылевой плазмы, включая лабораторные эксперименты с пылевыми частицами в плазме газовых разрядов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Ваулина О.С., Петров О.Ф., Фортвов В.Е., Храпак А.Г., Храпак С.А.* Пылевая плазма (эксперимент и теория). М.: Физматлит, 2009.
2. *Complex and Dusty Plasmas / Eds. Fortov V.E., Morfill G.E.*, CRC Press, 2010.
3. *Ivlev A., Morfill G., Lowen H., Royall C.P.* Complex Plasmas and Colloidal Dispersions: Particle-Resolved Studies of Classical Liquids and Solids. Singapore: World Scientific, 2012.
4. *Fortov V.E., Nefedov E.A., Sinel'shchikov V.A., Usachev A.D., Zobnin A.V.* // Phys. Lett. A. 2000. V. 267. P. 179.
5. *Hebner G.A., Riley M.E. and Greenberg K.E.* // Phys. Rev. E. 2002. V. 66. P. 046407.
6. *Thomas H., Morfill G., Demmel V.* // Phys. Rev. Lett. 1994. V. 73. P. 652.
7. *Pieper J.B., Goree J. and Quinn R.A.* // Phys. Rev. E. 1996. V. 54. P. 5636.
8. *Melzer A., Homann A. and Piel A.* // Phys. Rev. E. 1996. V. 53. P. 2757.
9. *Vaulina O.S., Vasilieva E.V., Petrov O.F., Fortov V.E.* // Physica Scripta. 2011. V. 84. P. 025503.
10. *Vaulina O.S., Khrapak S.A., Petrov O.F., Nefedov A.P.* // Phys. Rev. E. 1999. V. 60. P. 5959.
11. *Quinn R.A. and Goree J.* // Phys. Rev. E. 2000. V. 61. P. 3033.

12. *Vaulina O.S., Khrapak S.A., Samarian A.A., Petrov O.F.* // Phys. Scripta. 2000. V. 84. P. 229.
13. *Ваулина О.С., Нефедов А.П., Петров О.Ф., Фортвов В.Е.* // ЖЭТФ 2000. Т. 118. С. 1319.
14. *Vaulina O.S.* // EPL. 2016. V. 115. P. 10007.
15. *Ваулина О.С.* // Физика плазмы. 2017. Т. 43. С. 293.
16. *Ваулина О.С.* // ЖЭТФ. 2016. Т. 149. С. 218.
17. *Ваулина О.С., Кауфман С.В.* // Физика плазмы. 2020. Т. 46. С. 11.
18. *Vaulina O.S.* // Phys. Plasmas. 2017. V. 24. P. 023705.
19. *Ваулина О.С., Кауфман С.В., Лусина И.И.* // ЖЭТФ. 2020. Т. 158. С. 1181.
20. *Ваулина О.С.* // ЖЭТФ. 2017. Т. 151. С. 982.
21. *Vaulina O.S., Koss X.G., Khrustalyov Yu.V., Petrov O.F., Fortov V.E.* // Phys. Rev. E. 2010. V. 82. P. 056411.
22. *Ваулина О.С., Кауфман С.В.* // Физика плазмы. 2021. Т. 47. С. 748.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПЕРЕХОДОВ МЕЖДУ РЕЖИМАМИ И ГЕНЕРАЦИИ ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ ИОНОВ В ПЛАЗМЕННОМ ИСТОЧНИКЕ НА ОСНОВЕ ГЕЛИКОНОВОГО РАЗРЯДА В ВОДОРОДЕ

© 2022 г. N. Sharma^a, M. Chakraborty^{a, *}, A. Mukherjee^a, P. K. Saha^a,
N. K. Neog^a, M. Bandyopadhyay^b

^a Centre of Plasma Physics-Institute for Plasma Research, Tepesia, Sonapur, Kamrup, Assam, India

^b Institute for Plasma Research, HBNI, Bhat, Gandhinagar, Gujarat, India

*e-mail: monojit@cppipr.res.in

Поступила в редакцию 11.06.2021 г.

После доработки 20.08.2021 г.

Принята к публикации 25.08.2021 г.

Детально изучаются переходы между режимами и генерация отрицательных ионов в источнике с плазмой геликонового разряда в водороде. Переходы между режимами исследуются в первой камере источника, где создается плазма, а образование отрицательных ионов изучается в расположенной вниз по потоку расширительной камере. Для ионизации молекулы водорода, являющейся наименьшей двухатомной молекулой, требуется гораздо больше энергии, чем для ионизации молекулы кислорода. Кроме того, из-за высокой подвижности ионов водорода потери заряженных частиц в разрядной водородной плазме значительно больше, чем в случае других газов. В связи с этим, в отличие от других газов типа кислорода, для достижения критической плотности, при которой происходят переходы между режимами, в случае разряда в водороде требуется электромагнитная волна очень высокой частоты (ВЧ). Исследования генерации отрицательных ионов H^- в расширительной камере показывают, что доля отрицательных ионов $\alpha = n_-/n_e$ меняется между ~ 0.07 и ~ 0.5 и растет с увеличением подводимой ВЧ-мощности и рабочего давления. Наблюдаемые зависимости концентраций электронов и отрицательных и положительных ионов объясняются на основе реакций, контролируемых рождением и гибелью отрицательных ионов. Переходы между режимами поясняются с помощью уравнения баланса энергии.

Ключевые слова: геликоновый источник плазмы, смена режима разряда, объемная генерация, диссоциативное прилипание, источник ионов водорода, ВЧ-разряд, уравнение баланса энергии, модель баланса частиц

DOI: 10.31857/S0367292122010139

1. ВВЕДЕНИЕ

В геликоновых источниках для создания плазмы высокой плотности используются газовые разряды с относительно низким энергозатратом по сравнению с обычными ВЧ-источниками [1, 2]. Источники на основе геликоновой плазмы могут работать даже при низком рабочем давлении и, следовательно, характеризуются пониженными потерями ионов H^- из-за столкновений с другими частицами [3].

Наряду с генерацией отрицательных ионов у водородной плазмы есть много других применений в различных областях техники типа травления, нанесения покрытий и т.д. [4–11]. Важно уметь описывать динамику водородной плазмы, которая содержит отрицательные ионы наряду с электронами и положительными ионами, что отличает ее от обычной плазмы аргона, где присут-

ствуют только электроны и положительные ионы [12]. ВЧ-источники отрицательных ионов водорода являются перспективными, поскольку они рассматриваются как возможное средство для создания энергичных пучков нейтральных частиц, способных нагревать плазму в будущих термоядерных реакторах типа ИТЕР (международный термоядерный экспериментальный реактор) [13]. Поэтому газовые разряды типа ВЧ-разрядов в водороде привлекают внимание исследователей в этой области [14–16].

Энергия сродства атомов водорода к электрону составляет всего лишь 0.75 эВ, что гораздо меньше аналогичной величины для атомов других электроотрицательных газов; например, у атомов кислорода она равна 1.46 эВ. Потенциал ионизации атомов водорода, равный 13.6 эВ, гораздо больше их энергии сродства к электрону

Таблица 1. Основные реакции, в которых происходит образование и разрушение ионов H^-

Реакция	Константа скорости ($\text{м}^3/\text{с}$)	Ссылка
1. $\text{H}_2(v') + e_{fast} \rightarrow \text{H}_2(v'') + e_{slow}; v'' > v'$	$K_{EV1} = 2 \times 10^{-15}$	[8, 21–23]
2. $\text{H}_2(v') + e_{fast} \rightarrow \text{H}_2(v'') + e_{slow} + h\nu$	$K_{EV2} = 5 \times 10^{-17}$	[23]
3. $e + \text{H}_2(v'') \rightarrow e + 2\text{H}$	$K_{ion} = 9 \times 10^{-16}$	[23]
4. $e + \text{H}_2(v'') \rightarrow 2e + \text{H}_2^+$	$K_{Dis} = 3 \times 10^{-16}$	[23]
5. $\text{H}_2^*(v'' > 8) + e_{slow} \rightarrow \text{H}^- + \text{H}$	$K_{DA} = 3 \times 10^{-14} / (1 + T_e^{1.5})$	[24]
6. $e + \text{H}^- \rightarrow \text{H} + 2e$	$K_{ED} = 2.32 \times 10^{-14} T_e^2 \exp(-0.13/T_e)$	[24]
7. $\text{H}^+ + \text{H}^- \rightarrow 2\text{H}$	$K_{MN} = 1.8 \times 10^{-13} (300/T_e)^{0.5}$	[25]
8. $\text{H} + \text{H}^- \rightarrow \text{H}_2 + e$	$K_{Det} = 1.3 \times 10^{-15}$	[25]

(0.75 эВ). Это значит, что внешний электрон у ионов H^- слабо связан, и его легко оторвать [17]. Поэтому обеспечить генерацию и существование отрицательных ионов водорода гораздо сложнее, чем ионов кислорода. Имеется два метода создания отрицательных ионов водорода — поверхностная генерация и объемная генерация [17, 18]. В методе поверхностной генерации отрицательные ионы водорода образуются на поверхности материала с низкой работой выхода электронов, обычно это поверхности, покрытые цезием [17]. При объемной генерации отрицательные ионы H^- создаются в две стадии. На первой стадии, обычно в первой камере источника, где генерируется плазма, образуются колебательно-возбужденные молекулы водорода. На второй стадии образуются ионы H^- при диссоциативном прилипании электронов с низкой энергией к колебательно-возбужденным молекулам водорода. Как правило, эта стадия реализуется в расширительной камере, куда плазма диффундирует из первой камеры [18].

Хотя исследования в инертных газах типа аргона проводились многократно, экспериментов с геликоновым разрядом в газах типа водорода гораздо меньше [8, 15, 19, 20]. Среди этих работ [8, 15, 19, 20], рассматривающих ВЧ-разряд в водороде, переходы от емкостного режима к индукционному и потом к геликоновому упоминались только в работе [8], причем без детального обсуждения. В данной статье приводятся результаты детального наблюдения и обсуждения переходов между различными режимами, а также измерения концентрации отрицательных ионов водорода в геликоновом плазменном источнике.

В представленной работе измеряются параметры плазмы в первой камере источника для изучения характеристик переходов между режимами разряда в водороде и концентрация ионов

H^- в расширительной камере. Статья организована следующим образом. В разделе 2 приводится механизм образования отрицательных ионов водорода и указывается на важность в этом механизме электронов с низкой энергией. Экспериментальная установка, работа источника и техника измерений для отрицательных ионов водорода обсуждаются в разделе 3. В разделе 4 приводится обсуждение результатов измерений и наблюдений, а в разделе 5 описываются выводы проведенного исследования.

2. МЕХАНИЗМ ОБЪЕМНОЙ ГЕНЕРАЦИИ H^-

Объемная генерация ионов H^- обычно включает две стадии. Первая стадия сводится к образованию сильно-возбужденных колебательно-вращательных состояний молекул водорода при столкновениях молекул H_2 в основном состоянии с высокоэнергичными электронами. На второй стадии происходит диссоциативное прилипание холодных ($T_e < 2$ эВ) электронов к колебательно-возбужденным молекулам водорода с образованием отрицательных ионов [18]. Основные реакции, отвечающие за образование и разрушение ионов H^- и соответствующие константы скорости (K) приведены в табл. 1.

В реакциях 1 и 2 происходит колебательно-вращательное возбуждение молекул водорода при их столкновениях с быстрыми (> 20 эВ) электронами. Возбуждение молекул требует высоких электронных температур. Поэтому это возбуждение обычно происходит в первой камере источника, где присутствуют высокоэнергичные ионы, характеризующие высокими температурами. В реакциях 3 и 4 снижается заселение возбужденных молекул водорода. Объемная генерация отрицательных ионов происходит, как правило, в реакции 5. Следующие три реакции (процессы 6–8)

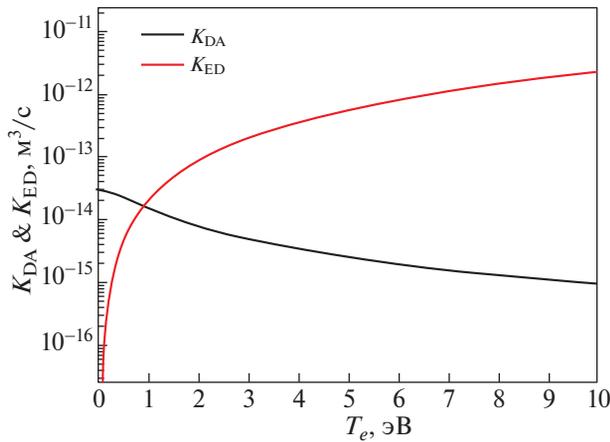


Рис. 1. Константы скорости диссоциативного прилипания электронов с образованием отрицательных ионов и их разрушения при отрыве электронов в зависимости от температуры электронов.

отвечают за убыль отрицательных ионов в столкновениях с высокоэнергичными электронами, при взаимной рекомбинации с положительными ионами и при взаимодействии с нейтральными атомами водорода. На рис. 1 приведены коэффициенты K_{DA} и K_{ED} в зависимости от температуры электронов, в то время как константы скорости остальных реакций, собранных в табл. 1, не зависят от этой температуры. Другие реакции, которые не приведены в табл. 1, также могут идти в водородном разряде. Здесь рассматриваются только процессы, наиболее важные для рождения и гибели отрицательных ионов. Информацию об этих реакциях и их параметрах можно найти по ссылкам [23, 26]. Из рис. 1 следует, что скорость образования отрицательных ионов при диссоциативном прилипании (K_{DA}) превышает скорость разрушения этих ионов при столкновении с энергичными электронами (K_{ED}) при низкой (<1 эВ) электронной температуре. При более высоких температурах отрыв электронов от ионов оказывается более эффективным, чем образование этих ионов при диссоциативном прилипании. В связи с этим для эффективной генерации отрицательных ионов в водородном разряде электронная температура должна быть низкой. Следовательно, чтобы обеспечить успешную наработку ионов H^- в объемном источнике, необходимо использовать внутри камеры магнитный фильтр, который делит плазменный источник на две части. В первой части (первая камера) электроны имеют высокую энергию, и создаются колебательно-возбужденные молекулы, а во второй части (расширительная камера) образуются отрицательные ионы при диссоциативном прилипании электронов к колебательно-вращательно-возбужденным молекулам H_2 [27, 28]. Таким образом, магнит-

ный фильтр обычно необходим в источниках отрицательных ионов водорода.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И ТЕХНИКА ИЗМЕРЕНИЙ

3.1. Экспериментальная установка

Изучение свойств плазмы ВЧ-разряда в водороде выполняется в геликоновом плазменном источнике, в котором роль первой камеры выполняет стеклянная камера длиной 60 см и диаметром 10 см. С помощью спиралеобразной антенны длиной 18 см в первую камеру источника вводится ВЧ электромагнитная волна, обеспечивающая вкладываемую мощность от 100 до 2700 Вт. Для этого используется источник мощностью 3000 Вт на частоте 13.56 МГц, от которого энергия подводится через емкостные соединения L-типа с автоматическим согласованием, чтобы уменьшить ВЧ-потери на отражение. Шесть последовательно соединенных электромагнитов с водяной циркуляцией используются для создания однородного магнитного поля вдоль оси первой камеры источника. Стеклянная камера соединена с расширительной камерой из нержавеющей стали длиной 43 см и диаметром 30 см. К этой камере присоединена система накачки, состоящая из турбомолекулярного и центробежного насосов. На рис. 2 приведена схема установки, используемая в экспериментах с ВЧ-разрядом в водороде и при генерации отрицательных ионов водорода. Детальное описание экспериментальной установки с размерами и техническими характеристиками можно найти в прежних публикациях [29, 30]. На рис. 3 показаны профили магнитного поля вдоль первой оси источника, измеренные при токах 40 и 60 А в обмотках шести магнитов.

Для генерации отрицательных ионов в разряде за счет диссоциативного прилипания к молекулярному водороду температура электронов должна быть понижена. Как показано на рис. 1, константа скорости отлипания растет с электронной температурой, поскольку при этом увеличивается количество высокоэнергичных электронов. В линейных плазменных системах охлаждение электронов достигается главным образом за счет расширения плазмы из области, где она создается, в расширительную область с большим объемом [31]. Другим методом, принятым в данном эксперименте для уменьшения температуры электронов, является использование магнитного фильтра [27, 28, 31], который помещается в расширительной камере сразу после окончания камеры, где плазма рождается. С помощью магнитов фильтра создается поперечное магнитное поле, через которое заряженные частицы должны диффундировать, чтобы попасть в расширительную

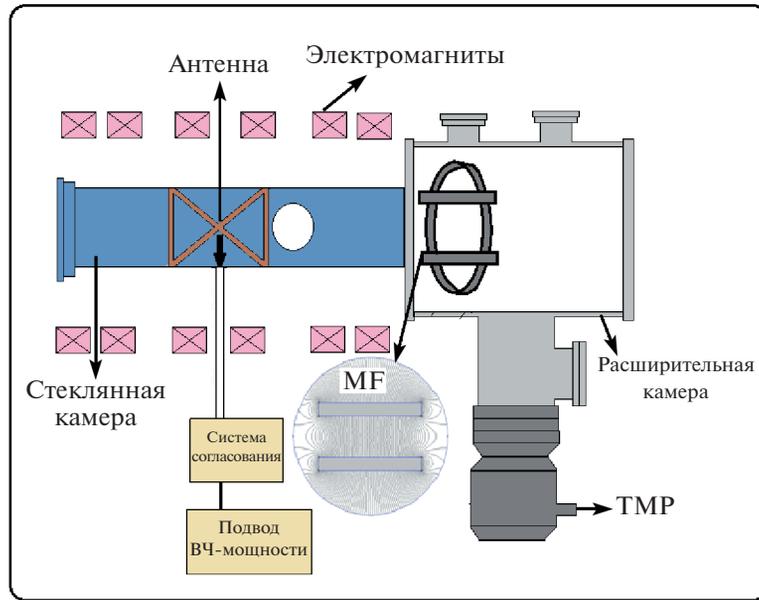


Рис. 2. Схема геликонового источника, используемая для изучения ВЧ-разряда в водороде и образования отрицательных ионов. MF – магнитный фильтр.

камеру. Коэффициент диффузии заряженных частиц поперек магнитного поля равен [1, 32]

$$D_{\perp} = 2 \times 10^{-5} \frac{k_B T_e^{-1/2} m_i n_e}{e^2 B^2}, \quad (1)$$

где k_B – константа Больцмана, T_e – температура электронов в области, где создается плазма, m_i – масса положительных ионов и n_e – электронная концентрация. Формула (1) записана в системе единиц СИ. Таким образом, коэффициент диф-

фузии плазмы поперек силовых магнитных линий в фильтре обратно пропорционален корню квадратному из температуры электронов. Это ограничивает диффузию высокоэнергичных электронов поперек магнитного поля, но электроны низких энергий вместе с положительными и отрицательными ионами в состоянии диффундировать поперек поля в расширительную камеру из-за их больших коэффициентов диффузии. На рис. 4а и б приведены радиальный профиль магнитно-

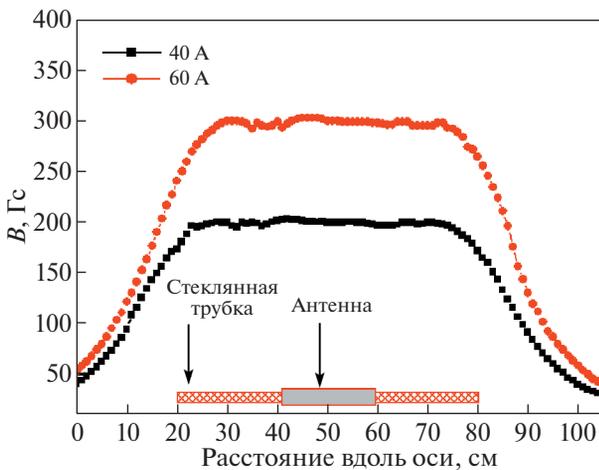


Рис. 3. Профили магнитного поля, измеренные вдоль оси первой камеры источника с помощью магнитометра для токов 40 и 60 А, протекающих через шесть последовательно соединенных электромагнитов.

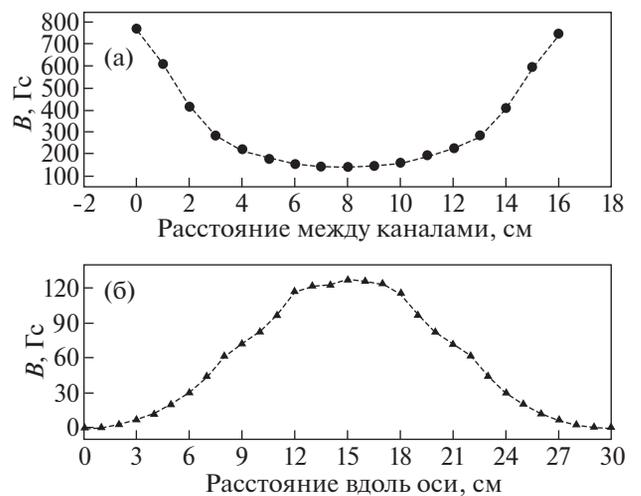


Рис. 4. Распределение магнитного поля в фильтре в радиальном направлении от поверхности одного из каналов к другому каналу (а) и вдоль оси в центре двух каналов (б).

го поля от поверхности одного канала и его аксиальный профиль вдоль оси камеры поперек магнитного поля в фильтре соответственно. Измерения магнитного поля были сделаны с помощью магнитометра.

3.2. Техника измерений

Характеристики плазмы измеряются в первой камере источника с помощью ВЧ компенсированного цилиндрического зонда Ленгмюра (изготовитель – фирма HIDEN) с вольфрамовым острием диаметром 0.15 мм и длиной 10 мм. В расширительной камере концентрация отрицательных ионов измеряется по методу, описанному в [33], из обработки вольтамперной характеристики планарного зонда радиусом 1.5 мм.

Концентрация электронов вычисляется посредством измеренной зондом Ленгмюра функции распределения электронов по энергиям (ФРЭЭ). Температура электронов определяется по наклону логарифмической кривой вольтамперной характеристики зонда Ленгмюра. По току насыщения положительных ионов (I_+) на зонд, записываемому в виде [33, 34]

$$I_+ = 0.6eAn_+ \left(\frac{T_e}{M_+} \right)^{1/2}, \quad (2)$$

выполняется оценка концентрации положительных ионов. Здесь A – площадь зонда, n_+ – концентрация положительных ионов и M_+ – их масса. Плазма в электроотрицательном водороде содержит электроны и положительные и отрицательные ионы. Здесь предполагается, что критерий Бома в отношении образования слоя выполняется даже при наличии отрицательных ионов [33]. Хотя это предположение является недостатком используемого подхода, но его преимущество состоит в том, что для определения концентрации отрицательных ионов не требуется знать их температуру. При вычислении концентрации электронов по ФРЭЭ и концентрации положительных ионов по измеренному току насыщения этих ионов вычисляется концентрация отрицательных ионов на основе условия квазинейтральности ($n_+ = n_- + n_e$).

4. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Камера для плазмы откачивается до давления $(5-6) \times 10^{-6}$ мбар с помощью турбомолекулярного и центробежного насосов. Газообразный водород инжектируется в камеру, в которой во время эксперимента поддерживается постоянное давление. Эксперимент проводится при давлении в диапазоне от $\sim 5 \times 10^{-3}$ до $\sim 1 \times 10^{-2}$ мбар. ВЧ электромагнитная волна, обеспечивающая мощность

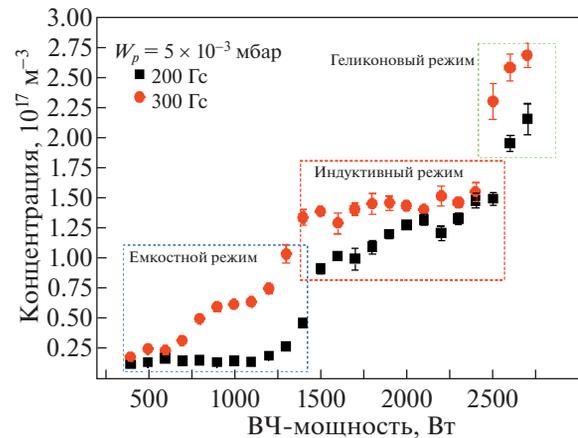


Рис. 5. Концентрация плазмы в зависимости от приложенной ВЧ-мощности для разряда в водороде в первой камере источника при давлении 5×10^{-3} мбар и аксиальных магнитных полях 200 и 300 Гс.

от 100 до 2700 Вт, вводится через емкостные соединения L-типа в объем с помощью спиралеобразной антенны. В первой камере источника измеряются концентрация плазмы и температура электронов (см. рис. 5 и 6). Измерения выполняются с помощью компенсированного цилиндрического зонда Ленгмюра диаметром острия 0.15 мм и длиной 10 мм.

На рис. 5 демонстрируется переход между различными режимами разряда в водороде. Показано, что емкостной режим имеет место при мощностях от ~ 300 до 1250 Вт, индукционный режим – от ~ 1250 до 2500 Вт и геликоновый режим – выше ~ 2500 Вт. Молекула водорода, являясь наименьшей двухатомной молекулой, обладает относительно высоким потенциалом ионизации. Также, из-за высокой подвижности водородных ионов, потери заряженных частиц в плазме водорода больше, чем в других газах. Поэтому, по сравнению с другими газами типа кислорода, для водородной плазмы требуется более высокая мощность электромагнитной волны, чтобы достичь критической концентрации плазмы и обеспечить переход между разными режимами. Как следует из наблюдений, критические значения подводимой мощности, при которых достигаются переходы между режимами, одни и те же при разных магнитных полях.

На рис. 6 показано изменение температуры электронов в первой камере источника с ростом ВЧ-мощности при магнитных полях 200 и 300 Гс и рабочем давлении 5×10^{-3} мбар для разряда в водороде. Поскольку температура электронов измеряется в камере вблизи антенны, то наблюдаются флуктуации ее величины из-за высокой частоты подводимого излучения. Температура электронов составляет ~ 9 эВ при подводимой ВЧ-мощности

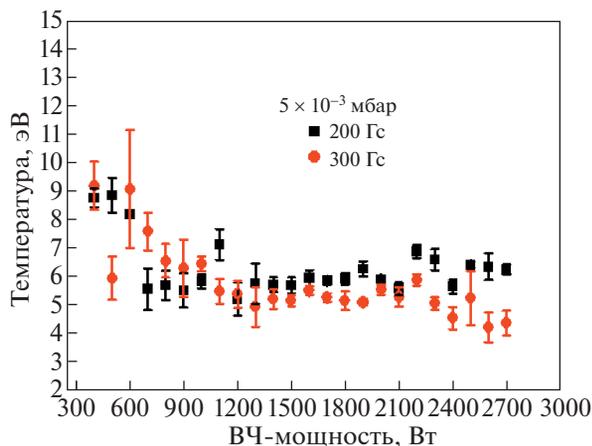


Рис. 6. Температура электронов в зависимости от приложенной ВЧ-мощности для разряда в водороде в первой камере источника при рабочем давлении 5×10^{-3} мбар и аксиальных магнитных полях 200 и 300 Гс.

~300–600 Вт и далее падает до ~6–4 эВ. При низкой мощности эта температура очень высокая, а концентрация плазмы в емкостном режиме, наоборот, очень низкая. Таким образом, в емкостном режиме разряда в водороде вложенная в разряд ВЧ-энергия приводит к росту температуры электронов без увеличения их концентрации. Аналогичным образом, высокие значения температуры электронов при низкой ВЧ-мощности наблюдались в разряде для водорода и ранее [35]. При переходе к индуктивному или геликоновому режимам происходит уменьшение температуры электронов, дающее в результате рост концентрации электронов, что указывает на эффективное поглощение подводимой энергии в разряде.

На рис. 7 приведена зависимость потенциала плазмы от ВЧ-мощности для разряда в водороде в первой камере источника при рабочем давлении 5×10^{-3} мбар и магнитных полях 200 и 300 Гс. Из рис. 7 и 5 видно, что снижение потенциала плазмы и рост ее концентрации происходят примерно при одних и тех же значениях вводимой ВЧ-мощности. Резкое падение потенциала плазмы происходит из-за быстрого роста концентрации плазмы, вызванного сменой режима. Это снижение потенциала плазмы является дополнительным индикатором перехода между режимами ВЧ-разряда в водороде. Об аналогичном падении потенциала плазмы вместе с ростом ее концентрации сообщалось ранее в [36].

Для подтверждения перехода к геликоновому режиму при ~2600 Вт (см. рис. 5) была сделана оценка ВЧ-мощности, необходимой для этого пе-

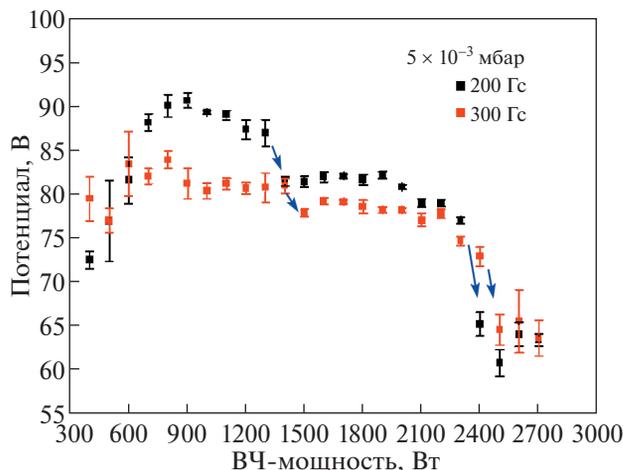


Рис. 7. Потенциал плазмы в зависимости от приложенной ВЧ-мощности для разряда в водороде в первой камере источника при рабочем давлении 5×10^{-3} мбар и аксиальных магнитных полях 200 и 300 Гс.

рехода в разряде в водороде. Оценка производилась на основе уравнения баланса энергии [1]

$$P_{abs} = n_0 e \mu_B A_{eff} \epsilon_T, \quad (3)$$

где n_0 — концентрация плазмы, μ_B — скорость Бома, A_{eff} — полная эффективная площадь для потерь частиц и ϵ_T — энергия, теряемая при уходе одной электрон-ионной пары из плазмы.

Как показано на рис. 5, концентрация плазмы после перехода к геликоновому режиму приблизительно равна $2.25 \times 10^{17} \text{ м}^{-3}$. Согласно рис. 6, температура электронов в геликоновом режиме составляет ~3 эВ. Расчет для скорости Бома дает $1 \times 10^4 \text{ м/с}$. Для цилиндрической камеры с плазмой радиусом R и длиной l эффективная площадь потерь частиц равна

$$A_{eff} = 2\pi R^2 h_l + 2\pi R l h_R, \quad (4)$$

где $h_l = n_{s,L}/n_0$ — отношение концентраций на краю ($n_{s,L}$) и в центре (n_0) слоя для направления вдоль оси, $h_R = n_{s,R}/n_0$ — отношение концентраций на краю ($n_{s,R}$) и в центре слоя для радиального направления [1, 37]. Приближенные формулы для этих отношений, полученные в модели Годяка, имеют вид [37]

$$h_l \approx 0.86 \left(3 + \frac{l}{2\lambda_i} \right)^{-1/2}, \quad (5)$$

$$h_R \approx 0.86 \left(4 + \frac{l}{2\lambda_i} \right)^{-1/2}, \quad (6)$$

где λ_i — средняя длина пробега ионов по отношению к столкновениям с нейтральными частицами в системе.

Полная энергия, теряемая при уходе одной электрон-ионной пары из плазменного объема, равна сумме энергии, теряемой при уходе на стенку камеры электрона, энергии, теряемой при уходе иона, и энергии, необходимой для создания электрон-ионной плазмы в объеме:

$$\varepsilon_T = \varepsilon_e + \varepsilon_i + \varepsilon_c, \quad (7)$$

где $\varepsilon_e = 2T_e$ – потеря энергии на один ушедший электрон и $\varepsilon_i = T_e/2 + V_s$ – потеря энергии на один ушедший ион [1]. Здесь V_s – напряжение на слое для ВЧ-тока, когда это напряжение не слишком велико [1]. Столкновительная потеря энергии ε_c в зависимости от температуры электронов получена для набора реакций, приведенных в [38] и указанных там ссылках. Зависимости ε_c от T_e для атомарного водорода Н и молекул Н₂ приведены на рис. 8. Из этого рисунка следует, что для температуры электронов ~3 эВ значения столкновительной потери энергии равны ~220 и ~300 эВ в плазме атомарного и молекулярного водорода соответственно. Подставляя в формулу (3) значения A_{eff} и ε_T , получаем значения поглощаемой мощности, равные ~1.9 кВт в случае плазмы атомарного водорода и ~2.6 кВт в случае плазмы молекулярного водорода. Разряд в водороде должен содержать и атомарный водород, и молекулярный. Поэтому поглощаемая мощность должна лежать приблизительно между 1.9 и 2.6 кВт. Следовательно, скачок в концентрации на рис. 3 при мощности ~2600 Вт вызван переходом от индуктивного режима к геликоновому. Переход от емкостного режима к индукционному происходит при меньших ВЧ-мощностях, которые, как видно на рис. 5, близки к ~1250 Вт.

Далее рассматриваемая система будет характеризоваться сопротивлением плазмы и эффективностью передачи энергии (η). Стандартное уравнение баланса энергии имеет вид $P_{for} - P_{ref} = I_{RMS}^2 R_{eff}$, где P_{for} – подводимая ВЧ-мощность, P_{ref} – отраженная мощность и I_{RMS} – среднеквадратичный ток через антенну. Из этого уравнения можно вычислить полное эффективное сопротивление (R_{eff}). Оно определяется, если известны параметры устройства согласования в системе ВЧ-генератора. Сопротивление антенны (R_{Ant}), вычисленное для подводимой к ней ВЧ-мощности и используемой системы согласования, оказывается равным ~0.5 Ом [39]. При вычитании сопротивления антенны из эффективного сопротивления получаем сопротивление плазмы (R_p). Эффективность передачи энергии (η) равна [40, 41]

$$\eta = \frac{R_p}{R_p + R_{Ant}}. \quad (8)$$

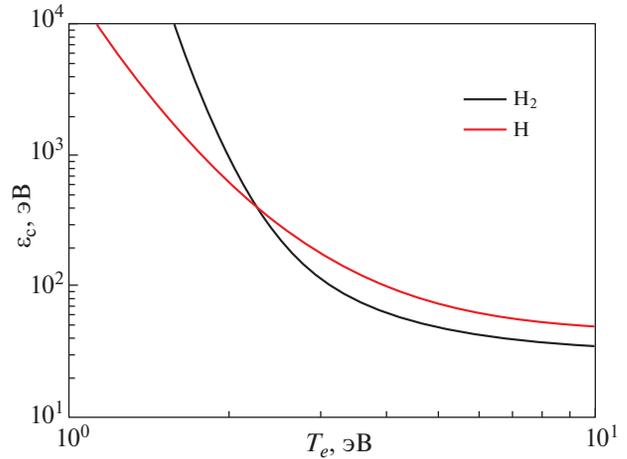


Рис. 8. Столкновительная потеря энергии ε_c в зависимости от температуры электронов T_e при ее изменении от 1 до 10 эВ [38].

Поведение сопротивления плазмы (R_p) и эффективности передачи энергии (η) при изменении ВЧ-мощности от 300 до 2700 Вт показано на рис. 9. Сопротивление плазмы равно 0.6 Ом при мощности ниже 1200 Вт, ~0.65 Ом в диапазоне от 1200 до 2500 Вт и близко к ~0.7 Ом при мощности более 2600 Вт. Аналогичным образом, эффективность передачи энергии оказывается вблизи ~0.55 при низкой ВЧ-мощности, слегка увеличивается до ~0.56 при промежуточных значениях мощности и становится равной ~0.58 в геликоновом режиме. В отличие от плазмы аргона, в водороде сопротивление плазмы и эффективность передачи энергии остаются постоянными в широком диапазоне ВЧ-мощностей. Это означает, что в широком диапазоне ВЧ-мощностей концентрация плазмы почти не меняется, и нет необходимости подбирать емкости нагрузки и согласования в устройстве согласования для экспериментов с разрядом в водороде. Малые, но конечные скачки плотности плазмы (R_p) и эффективности передачи энергии имеют место для ВЧ-разряда в водороде при переходе от емкостного (Е) режима к индукционному (И), а также от индукционного режима к геликоновому.

На рис. 10 приведено изменение тока через антенну и поглощаемой ВЧ-мощности при увеличении приложенной ВЧ-мощности от 300 до 2700 Вт. Поглощаемая мощность вычисляется по формуле $P_{abs} = R_p I_a^2 / 2$ [41, 42], где I_a – максимальный ток через антенну. Видно, что ток в антенне слабо меняется при переходах между режимами, а поглощаемая ВЧ-мощность растет почти линейно с увеличением подводимой мощности. Это происходит так, поскольку скачок сопротивления плазмы мал при смене режима разряда в водороде, в

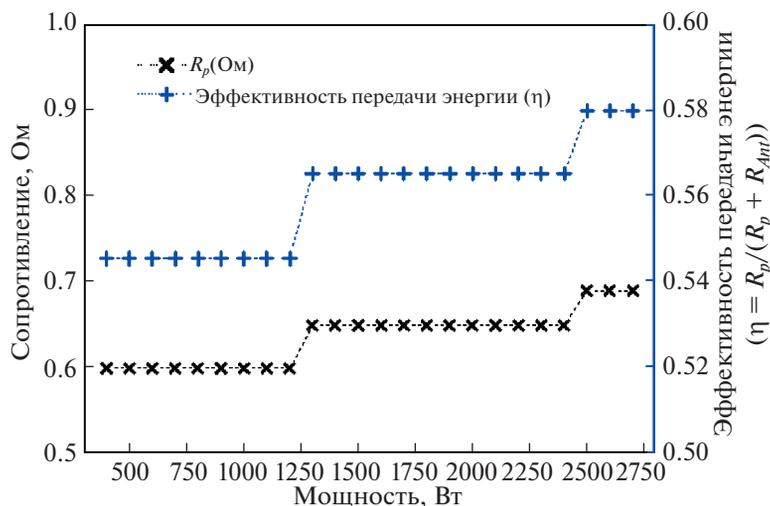


Рис. 9. Сопротивление плазмы (R_p) и эффективность передачи энергии (η) в зависимости от приложенной ВЧ-мощности при ее изменении от 300 до 2700 Вт для магнитного поля 300 Гс и рабочего давления 5×10^{-3} мбар.

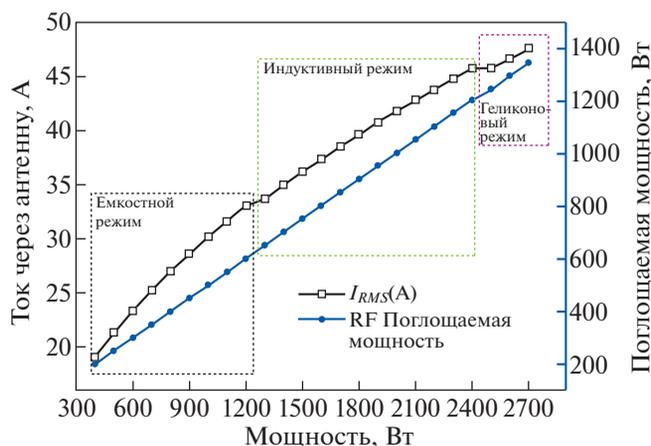


Рис. 10. Ток через антенну и поглощаемая ВЧ-мощность в зависимости от подводимой ВЧ-мощности при ее изменении от 300 до 2700 Вт для аксиального магнитного поля 300 Гс и рабочего давления 5×10^{-3} мбар.

отличие от разряда в аргоне, а изменение ВЧ-тока с ростом приложенной ВЧ-мощности почти линейное. Таким образом, переход между режимами разряда в водороде лучше всего идентифицировать по изменению концентрации плазмы с ростом ВЧ-мощности. В то же время смена режима может мало влиять на ток через антенну и поглощаемую ВЧ-мощность.

После изучения переходов между разными режимами поддержания водородной плазмы в первой камере источника выполнены исследования генерации отрицательных ионов в расположенной вниз по потоку расширительной камере. Концентрация отрицательных ионов вычисляется методом, описанным в разделе 3.2 на основе измерений планарным зондом. Как сказано в раз-

деле 2, образование отрицательных ионов при диссоциативном прилипании и их разрушение при отрыве электронов зависят от температуры электронов. Поэтому при изучении образования отрицательных ионов важно знать, как меняется электронная температура. На рис. 11 представлена зависимость этой температуры от рабочего давления в диапазоне от 1×10^{-3} до 1×10^{-2} мбар. Данные приводятся для случаев, когда подводимая ВЧ-мощность равна 500, 1000 и 1500 Вт, а аксиальное магнитное поле в расширительной камере составляет 300 Гс.

Более высокая (~ 2 эВ) температура наблюдается при более низком давлении, и она падает до ~ 1 эВ с ростом давления. Уменьшение температуры электронов с давлением связано с большим

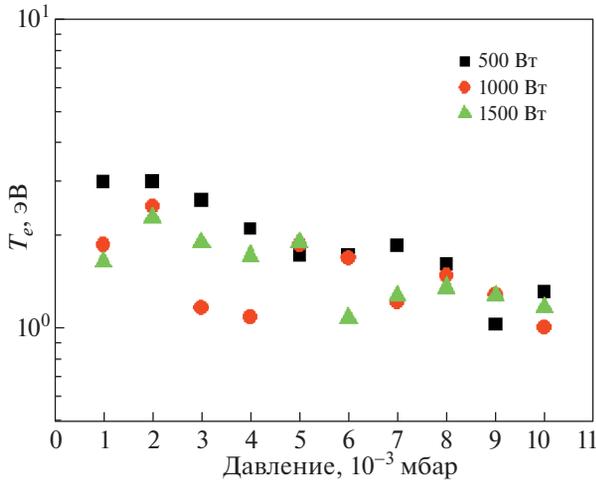


Рис. 11. Температура электронов в расширительной камере в зависимости от рабочего давления при его изменении от 1×10^{-3} до 1×10^{-2} мбар для магнитного поля 300 Гс и подводимой ВЧ-мощности 500, 1000 и 1500 Вт.

числом столкновений и с более высокой концентрацией плазмы. С увеличением давления растет количество молекул в камере и число ионизационных столкновений. В результате увеличивается концентрация плазмы и, в конце концов, уменьшается температура электронов. Хотя она в расширительной камере меньше, чем в первой камере источника, значение этой температуры все же достаточно для эффективной генерации отрицательных ионов за счет диссоциативного прилипания.

На рис. 12 приведены концентрации положительных и отрицательных ионов, а также электронов, в расширительной камере в зависимости от рабочего давления. Эти данные получены при магнитном поле 300 Гс и ВЧ-мощности, равной 500, 1000 и 1500 Вт. Видно, что в разряде в водороде концентрация электронов близка к концентрации положительных ионов, а концентрация отрицательных ионов значительно ниже. Однако с ростом давления различие между концентрациями положительных ионов и электронов слегка увеличивается, что свидетельствует о росте концентрации отрицательных ионов при высоких давлениях газа. Хотя электроны и положительные ионы — основные заряженные компоненты для разряда в водороде, значительное количество отрицательных ионов все же там присутствует. При ВЧ-мощности 500 и 1000 Вт концентрация отрицательных ионов лежит между $2-3 \times 10^{13}$ и $7-8 \times 10^{14} \text{ м}^{-3}$, а при мощности 1500 Вт она возрастает до $\sim 1 \times 10^{15} \text{ м}^{-3}$. Это связано с общим ростом концентрации плазмы в первой камере источника во время смены режима при 1500 Вт. Следовательно,

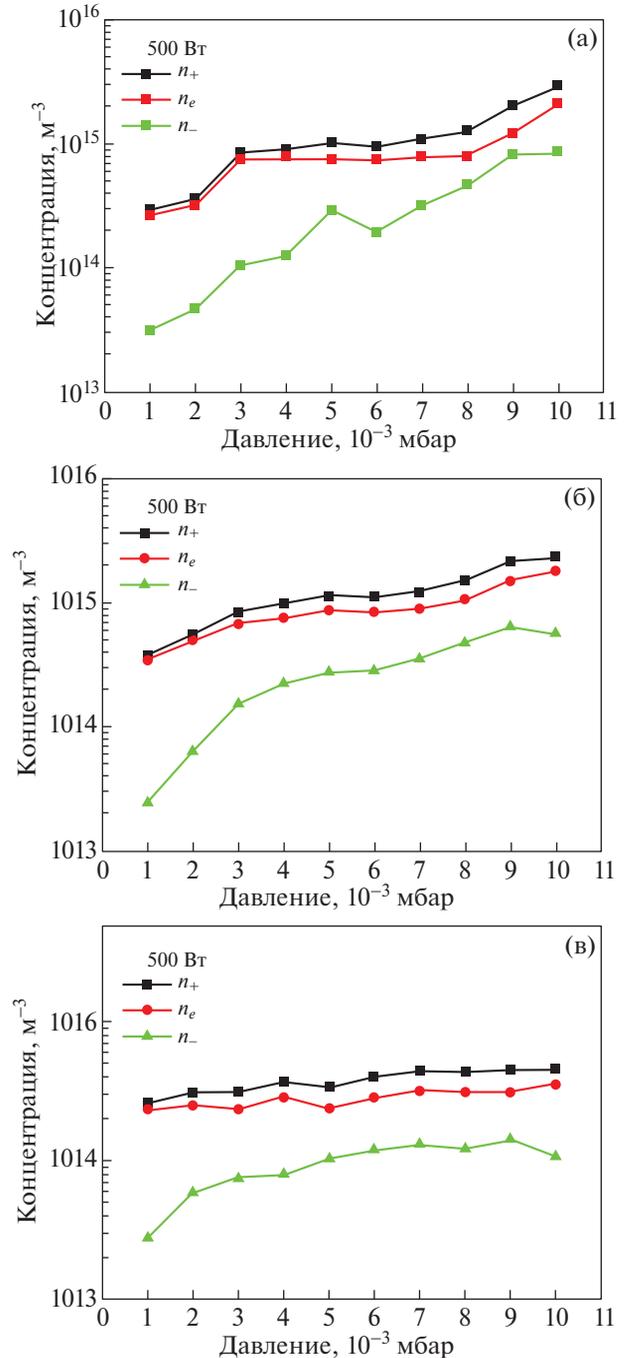


Рис. 12. Концентрации положительных ионов, отрицательных ионов и электронов в расширительной камере в зависимости от рабочего давления для магнитного поля 300 Гс и подводимой ВЧ-мощности 500 (а), 1000 (б) и 1500 (в) Вт.

более высокие значения концентрации отрицательных ионов реализуются при более высоких значениях ВЧ-мощности и рабочего давления. При увеличении давления, как следует из рис. 11, температура электронов уменьшается, и это со-

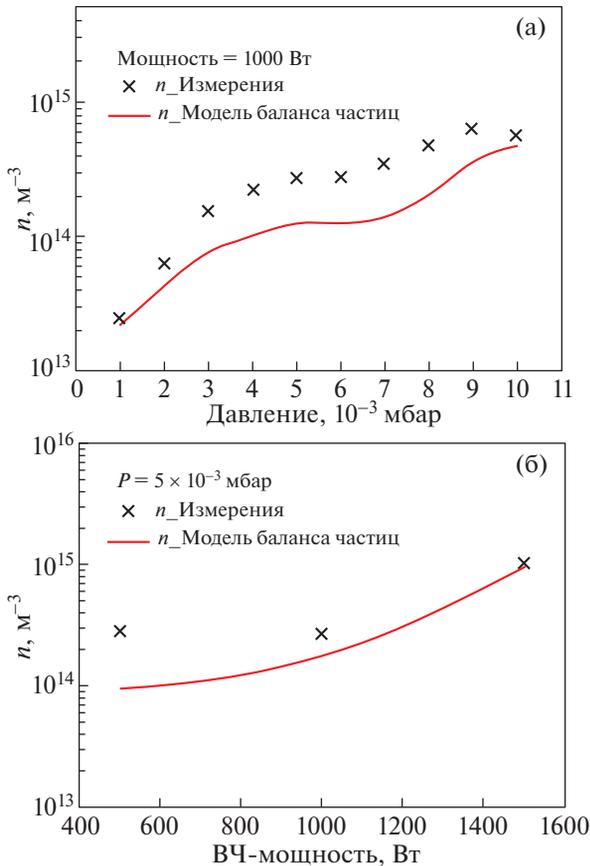


Рис. 13. Сравнение измеренной (зондом Ленгмюра) и вычисленной (с помощью модели баланса частиц) концентрации отрицательных ионов в зависимости от давления, меняющегося между 1×10^{-3} и 1×10^{-2} мбар при ВЧ-мощности 1500 Вт (а) и в зависимости от ВЧ-мощности, меняющейся между 500 и 1500 Вт при рабочем давлении 1×10^{-2} мбар (б).

здает более благоприятные условия для образования отрицательных ионов при диссоциативном прилипании электронов. Также при больших давлениях благодаря меньшей температуре падает скорость отрыва электронов от отрицательных ионов при столкновениях с энергичными электронами (реакция 6 в табл. 1). Оба эти фактора приводят к росту концентрации отрицательных ионов с повышением давления. Также изменение концентрации других заряженных частиц (особенно положительных ионов и электронов) в расширительной камере с ростом ВЧ-мощности ока-

зывается малым. Это является следствием малого изменения концентрации плазмы в первой камере источника и больших потерь частиц и энергии благодаря высокой подвижности легких водородных ионов.

Изменения полученной экспериментально концентрации отрицательных водородных ионов при вариации давления и ВЧ-мощности сравниваются с теоретическими значениями, полученными на основе модели баланса частиц [8, 23]. В этой модели заселение колебательно-возбужденных молекул определяется вначале и на более поздней стадии, а также оценивается концентрация отрицательных ионов в расширительной камере. Как упомянуто в разд. 2, отрицательные ионы образуются в два этапа. На первом этапе происходит наработка колебательно-возбужденных молекул водорода ($\text{H}_2(v'')$) в первой камере источника, где температура электронов высокая. Колебательно-возбужденные молекулы образуются при столкновении молекул в основном колебательном состоянии с быстрыми электронами, чья энергия превышает 20 эВ [8]. Концентрация молекул $\text{H}_2(v'')$ вычисляется по формуле [8, 23]

$$n_v(\text{H}_2(v'')) = n_{\text{H}_2} \frac{f_e K_{EV}}{[(1 - f_e)K_{DA} + f_e(K_{Dis} + K_{ion})] + \frac{1}{n_e \tau_v}}, \quad (9)$$

где n_{H_2} — концентрация молекул H_2 , n_e — концентрация электронов, f_e — доля быстрых электронов, K_{EV} — константа скорости возбуждения молекул энергичными электронами, K_{DA} — константа скорости диссоциативного прилипания, K_{Dis} — константа скорости диссоциации, K_{ion} — константа скорости ионизации и τ_v — время присутствия молекул в объеме, которое полагается равным 10 мкс [8]. После образования молекул $\text{H}_2(v'')$ они диффундируют в расширительную камеру через магнитный фильтр.

На втором этапе электроны, имеющие низкую энергию, прилипают к колебательно-возбужденным молекулам в процессе, который называется диссоциативным прилипанием. В этом процессе образуются отрицательные ионы водорода (реакция 5 в табл. 1). Выражение для концентрации отрицательных ионов в рамках модели баланса частиц записывается в виде [8, 23]

$$n_- = n_e \frac{-\left[K_{Dest} + \frac{1}{n_e \tau_-}\right] + \sqrt{\left[K_{Dest} + \frac{1}{n_e \tau_-}\right]^2 + 4\left[K_{MN} K_{DA} \frac{n_v}{n_e}\right]}}{2K_{MN}}, \quad (10)$$

где $K_{Dest} = K_{MN} + K_{ED}$. K_{MN} — константа скорости взаимной нейтрализации, K_{ED} — константа скоро-

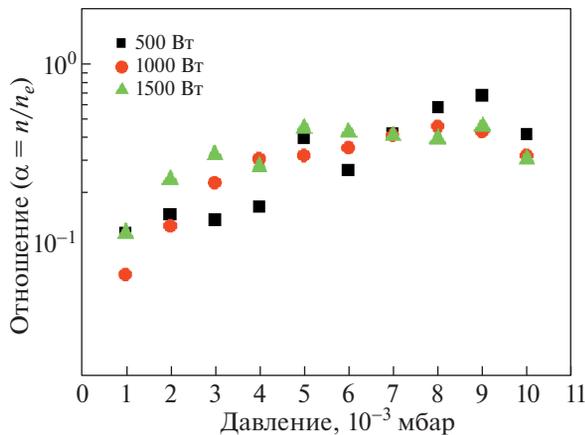


Рис. 14. Отношение концентрации отрицательных ионов к концентрации электронов (α) в зависимости от рабочего давления при подводимой ВЧ-мощности 500, 1000 и 1500 Вт.

сти отлипания электронов и τ_- — время удержания отрицательных ионов, которое приблизительно равно 60 мкс для температуры отрицательных ионов $T_- = 0.1$ эВ [8]. Из-за положительного потенциала плазмы отрицательные ионы электростатически удерживаются в объеме плазмы и имеют большее время удержания, чем у нейтральных частиц. Для вычисления концентрации отрицательных ионов определенная по формуле (9) концентрация колебательно-возбужденных молекул $H_2(v'')$ подставляется в формулу (10). Значения используемых в расчете констант скорости берутся из табл. 1 и из [23]. На рис. 13 измеренная концентрация отрицательных ионов сравнивается с величиной, вычисленной с использованием уравнения баланса частиц (10).

Вычисленное значение концентрации отрицательных ионов находится в согласии с измеренной величиной. Как следует из рис. 13а и б и вычисленные, и измеренные концентрации отрицательных ионов показывают одни и те же зависимости от рабочего давления и ВЧ-мощности. В модели на основе баланса частиц не учитываются перенос и диффузия частиц, участвующих в образовании отрицательных ионов ($H_2(v'')$, H^+ , H^- и так далее), в магнитном фильтре, и рассматриваются только основные реакции образования и гибели отрицательных ионов. Поэтому расчетные значения концентрации отрицательных ионов значительно отличаются от измеренных величин. Более того, дополнительное различие между экспериментом и расчетом на основе уравнения баланса частиц может следовать из предположения о справедливости критерия Бома и в отношении образования слоя при наличии отрицательных ионов (см. разд. 3.2). Таким образом, имеются ограничения, как в измерениях, так и в модели, использующей баланс частиц.

С ростом рабочего давления или ВЧ-мощности повышается и общая концентрация заряженных частиц в плазме. При этом, следовательно, ожидается и увеличение концентрации отрицательных ионов. Поэтому, чтобы сравнение было более показательным, на рис. 14 приведена зависимость доли отрицательных ионов ($\alpha = n_-/n_e$) от рабочего давления при ВЧ-мощности 500, 1000 и 1500 Вт. Из рис. 14 видно, что доля отрицательных ионов находится в диапазоне между ~ 0.07 и ~ 0.5 . Эта доля медленно и почти линейно растет с рабочим давлением. Данный факт указывает на то, что рост концентрации электронов с увеличением рабочего давления намного меньше по сравнению с ростом концентрации отрицательных ионов. Поэтому, как показано на рис. 12, изменение давления для разряда в водороде оказывает большее влияние на концентрацию отрицательных ионов, чем на концентрации электронов и положительных ионов.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе выполнено детальное исследование переходов между режимами ВЧ-разряда в водороде в первой камере источника отрицательных ионов. Также изучалось образование отрицательных ионов в расширительной камере источника. Для перехода между индуктивным и геликоновым режимами в первой камере для разряда в водороде требуется ВЧ-мощность ~ 2500 Вт при магнитном поле 300 Гс и рабочем давлении 5×10^{-3} мбар. Эта мощность гораздо больше аналогичной величины для разряда в аргоне, в котором она приблизительно равна 500 Вт [30] или для разряда в кислороде, где она составляет 1200 Вт [39]. Причина такого высокого значения в том, что атом водорода имеет наименьшие размеры и обладает высоким потенциалом ионизации. Также, из-за малых размеров положительных и отрицательных ионов водорода, их подвижность и потери велики. Оба эти фактора: более высокий потенциал ионизации атомов водорода и более высокие потери заряженных частиц в водородной плазме по сравнению с другими газами, приводят к более высоким значениям критической энергии, необходимой для переходов между режимами разряда. Из оценок с помощью уравнения баланса частиц следует, что геликоновый режим должен наступить при мощности 1.9 кВт в случае атомарного водорода и при мощности 2.6 кВт в случае молекулярного водорода. В согласии с этим экспериментально показано, что переход между индуктивным и геликоновым режимами осуществляется при мощности ~ 2.5 кВт. Скачок сопротивления плазмы и эффективности передачи энергии здесь гораздо меньше, чем в случае разрядов в других газах. Из-за этого поглощаемая ВЧ-мощность меняется с ростом приложенной

мощности почти линейно. Образование отрицательных ионов исследуется в расширительной камере источника. Здесь измеренная концентрация отрицательных ионов лежит в диапазоне между 10^{14} и 10^{15} м⁻³. Температура электронов выше при более низких значениях давления и падает с его увеличением. Изменение концентрации электронов и положительных ионов с ростом давления гораздо меньше, чем изменение концентрации отрицательных ионов. Доля отрицательных ионов (отношение их концентрации к концентрации электронов) находится в диапазоне между ~0.07 и ~0.5. Наблюдения показывают, что в случае объемной генерации предпочтительнее создавать отрицательные ионы при более высоких рабочих давлениях.

Авторы благодарны Институту плазменных исследований (Institute for Plasma Research), Gandhinagar, India, за финансовую поддержку проведенных исследований в рамках проекта A30704.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Liebermann M.A., Lichtenberg A.J.* Principles of Plasma Discharges and Materials Processing (John Wiley and Sons, New York, 1994).
2. *Chen F.F.* Phys. Plasmas. 1996. V. 3. P. 1783.
3. *Briefi S., Fantz U.* AIP Conference Proceedings. 2013. V. 1515. P. 278; <https://doi.org/10.1063/1.4792795>
4. *Marini C., Agnello R., Duval B.P., Furno I., Howling A.A., Jacquier R., Karpushov A.N., Plyushchev G., Verhaegh K., Guittienne Ph. et al.,* Nucl. Fusion. 2017. V. 57. P. 036024.
5. *Wang S.J., Kwak J.G., Kim C.B., Kim S.K.* Phys. Lett. A. 2003. V. 313. P. 278.
6. *Takahashi H., Kasuya T., Wada M.* Thin Solid Films. 2006. V. 506–507. P. 575.
7. *Turner I., Holmes A.J.T.* AIP Conference Proceedings. 2017. V. 1869. P. 020013.
8. *Pandey A., Mukherjee D., Borah D., Bandyopadhyay M., Tyagi H., Yadav R., Chakraborty A.* Plasma Phys. Control. Fusion. 2019. V. 61. P. 065003.
9. *Grill A., Sternhagen V., Neumayer D., Patel V. J.* Appl. Phys. 2005. V. 98. P. 074502.
10. *Sauvain E.V., Kroll U., Meier J., Shah A. J.* Appl. Phys. 2000. V. 87. P. 3137.
11. *Cielaszyk E.S., Kirmse K.H.R., Stewart R.A., Wendt A.E.* Appl. Phys. Lett. 1995. V. 67. P. 3099.
12. *Lee M.H., Jang S.H., Chung C.W.* Phys. Plasmas. 2006. V. 13. P. 053502.
13. *Bacal M.* Nucl. Fusion. 2006. V. 46. P. S250.
14. *Caneses J.F., Blackwell B.D.* Plasma Sources Sci. Technol. 2016. V. 25. P. 055027.
15. *Santoso J., Manoharan R., O'Byrne S., Corr C.S.* Phys. Plasmas. 2015. V. 22. P. 093513.
16. *Takahashi K., Takayama S., Komuro A., Ando A.* Phys. Rev. Lett. 2016. V. 116. P. 135001.
17. *Fairecloth D., Lawrie S.* New J. Phys. 2018. V. 20. P. 025007.
18. *Bacal M., Hatayama A.J.* Peters, IEEE Trans. Plasmas Sci. 2005. V. 33. P. 6.
19. *Simonin A., Agnello R., Bechu S., Bernard J.M., Blondel C., Boeuf J.P., Bresteau D., Cartry G., Chaibi W., Drag C. et al.,* New J. Phys. 2016. V. 18. P. 125005.
20. *Furno I., Agnello R., Fantz U., Howling A., Jacquier R., Marini C., Plyushchev G., Guittienne Ph., Simonin A.* EPJ Web of Conferences. 2017. V. 157. P. 03014.
21. *Toader E.I., Covlea V.N., Graham W.G.* Plasma Sources Sci. Technol. 2006. V. 15. P. 288.
22. *Mosbach T.* Plasma Sources Sci. Technol. 2005. V. 14. P. 610.
23. *Bandyopadhyay M.* Studies of an inductively coupled negative hydrogen ion radio frequency source through simulations and experiments, PhD Thesis (Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, Garching, Germany, 2004).
24. *Surrey E., Holmes A.J.T.* Plasma Sources Sci. Technol. 2015. V. 24. P. 015035.
25. *Redondo M.J., Carrasco E., Herrero V.J., Tanarro I.* Plasma Sources Sci. Technol. 2015. V. 24. P. 015029.
26. *Kraus W., Bandyopadhyay M., Falter H., Franzen P., Heinemann B., McNeely P., Riedl R., Speth E., Tanga A., Wilhelm R.* Rev. Sci. Instrum. 2004. V. 75. P. 1832.
27. *Cho W.H., Dang J.J., Kim J.Y., Chung K.J., Hwang Y.S.* Rev. Sci. Instrum. 2016. V. 87. P. 02B136.
28. *Fukano A., Ogasawara M.* Japan J. Appl. Phys. 2001. V. 40. P. 7072.
29. *Sharma N., Chakraborty M., Neog N.K., Bandyopadhyay M.* Fusion Eng. Des. 2017. V. 117. P. 30.
30. *Sharma N., Chakraborty M., Neog N.K., Bandyopadhyay M.* Rev. Sci. Instrum. 2018. V. 89. P. 083508.
31. *Aanesland A., Bredin J., Chabert P., Godyak V.* Appl. Phys. Lett. 2012. V. 100. P. 044102.
32. *Das B.K., Chakraborty M., Bandyopadhyay M.* Phys. Plasmas. 2012. V. 19. P. 092104.
33. *Seo D.C., Chung T.H., Yoon H.J., Kim G.H.* J. Appl. Phys. 2001. V. 89. P. 4218.
34. *Johnson J.D., Holmes A.J.T.* Rev. Sci. Instrum. 1990. V. 61. P. 2628.
35. *Mukhopadhyay D., Pandey A., Bandyopadhyay M., Tyagi H., Yadav R., Chakraborty A.* Rev. Sci. Instrum. 2019. V. 90. P. 083103.
36. *Kaepelin V., Carrère M., Faure J.B.* Rev. Sci. Instrum. 2001. V. 72. P. 4377.
37. *Zorat R., Goss J., Boilson D., Vende D.* Plasma Sources Sci. Technol. 2000. V. 9. P. 161.
38. *Hjartarson A.T., Thorsteinnsson E.G., Gudmundsson J.T.* Plasma Sources Sci. Technol. 2010. V. 19. P. 065008.
39. *Sharma N., Chakraborty M., Neog N.K., Bandyopadhyay M.* Plasma Res. Express. 2020. V. 2. P. 015005.
40. *Lafleur T., Charles C., Boswell R.W.* J. Phys. D: Appl. Phys. 2011. V. 44. P. 055202.
41. *Soltani B., Habibi M., Zakeri-khatir H.* Phys. Plasmas. 2016. V. 23. P. 023507.
42. *Cho S., Kwak J.G.* Phys. Plasmas. 1997. V. 4. P. 4167.

Перевод с англ. Н.Л. Александрова

Investigation of Mode Transition and Negative Ion Production in Helicon Plasma Source in Hydrogen Discharge

N. Sharma¹, M. Chakraborty^{1, #}, A. Mukherjee¹, P. K. Saha¹,
N. K. Neog¹, and M. Bandyopadhyay²

¹ Centre of Plasma Physics-Institute for Plasma Research, Tepesia, Sonapur, Kamrup, Assam 782402, India

² Institute for Plasma Research, HBNI, Bhat, Gandhinagar 382428, Gujarat, India

[#]e-mail: monojit@cppipr.res.in

In this work, mode transition, as well as negative ion production in case of hydrogen discharge in Helicon Plasma Source (HeliPS), is performed in detail. Mode transition is studied in the plasma production or source chamber and the formation of negative ions is studied in the downstream expansion chamber. Hydrogen being the smallest diatomic molecule requires very high energy for ionization in comparison with oxygen. Also, due to the higher mobility of hydrogen ions, charged particle loss is much higher as compared to other gases in such a discharge. Therefore, unlike other gases such as oxygen, very high radio frequency (RF) power is required to attain the critical density for mode transition in case of hydrogen discharge. Also, the production of negative hydrogen ion (H^-) is investigated in the expansion chamber and it is found that negative ion fraction α (n_-/n_e) varies between ~ 0.07 to ~ 0.5 and increases with an increase in RF power and working pressure. The observed trends of the variation of the density of negative ions, electron and positive ion are explained using the reactions responsible for the production and destruction of negative hydrogen ions and the mode transition is explained by using the energy balance equation.

Keywords: Hydrogen Discharge, Helicon Plasma Source, Mode Transition, Volume Production, Dissociative Attachment, Hydrogen Ion Source, RF Discharge, Energy Balance Equation, Particle Balance Model

СРАВНИТЕЛЬНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИНАМИКИ ВОЛНЫ ИОНИЗАЦИИ В Ne И Ar В РАМКАХ УРАВНЕНИЙ СПЛОШНОЙ СРЕДЫ

© 2022 г. К. К. Трусов*

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия

*e-mail: trusovkk@lebedev.ru

Поступила в редакцию 06.08.2020 г.

После доработки 09.06.2021 г.

Принята к публикации 11.06.2021 г.

Проведено численное одномерное моделирование динамики волны ионизации отрицательной полярности в Ne и Ar под действием приложенного электростатического поля в приближении локальной энергии модели сплошной среды, применительно к развитию стримеров в газах. Для этого модельные уравнения представлены в безразмерной форме, построены аппроксимации аналитическими функциями коэффициента ударной ионизации газов, подвижности и диффузии электронов на основе данных экспериментов и теоретических расчетов в широком диапазоне величин приведенной напряженности поля до 10^{-4} – 5×10^4 Тд. Получены численные решения уравнений для плотности электронов позади фронта, скорости его движения и толщины в диапазоне напряженности поля 50 – 4×10^3 Тд. Оценены величины двух безразмерных параметров, представляющих собой отношение скоростей релаксации электронов в газе к скорости наведенных внешним полем изменений. Необходимым условием, ограничивающим применение рассматриваемой модели к оценкам динамики волны ионизации газа, выступает требование, чтобы оба параметра значительно превышали единицу. Величины параметров уменьшаются с ростом приведенной напряженности поля и, в частности, равны 10 при величине последней ≈ 1180 Тд.

Ключевые слова: волна ионизации газа, приближение локального равновесия, численное моделирование

DOI: 10.31857/S0367292121100115

1. ВВЕДЕНИЕ

Для численных оценок динамики фронта волны ионизации (ФВИ) в газах, применительно к развитию стримеров под действием приложенного электростатического поля, многими авторами на протяжении последних десятилетий развивалась и применялась так называемая “fluid model” или модель сплошной среды (см. [1–5] и ссылки в них). Модель основана на диффузионно-дрейфовых уравнениях баланса электронов и ионов, электростатическом уравнении Пуассона для поля и феноменологическом представлении транспортных и ионизационных характеристик частиц газа. Ее дифференциальные уравнения в частных производных представляют собой уравнения сплошной среды, в которых все переменные величины и коэффициенты являются функциями локального электрического поля (приближение локального поля). Такой подход к описанию динамики частиц ограничивает диапазон применения модели тем, что, во-первых, наведенные извне пространственно-временные изменения поля и плотности частиц плазмы должны проте-

кать медленнее, чем процессы релаксации частиц в среде, и, во-вторых, входящие в уравнения коэффициенты и переменные должны быть макроскопическими характеристиками, т.е. усредненными по массиву частиц, удовлетворять условию локального равновесия и быть функциями локального поля. В этом случае решения модельных уравнений показывают динамику развития и скорости движения ФВИ, плотности свободных электронов за фронтом, а также профиль самого фронта.

Детальный аналитический и численный анализ одномерных (1D) уравнений модели был предложен в [3, 4] применительно к азоту. Упрощение задачи до 1D анализа применительно к стримеру обосновано тем, что толщина ФВИ в головке стримера во много раз меньше ее диаметра. Это дает возможность в первом приближении считать фронт состоящим из небольших квазиплоских участков и в каждом отдельном участке моделировать его динамику 1D уравнениями плоского фронта. С тех пор модель широко применялась также для оценок динамики ФВИ в воздухе. Однако применение ее к другим газам, в том

числе инертным, представляет значительный интерес, но остается весьма ограниченным и касается, как правило, лишь отдельных параметров ФВИ в них.

Позднее модель [3, 4] была усовершенствована путем учета зависимости подвижности μ_e и тензора диффузии \mathbf{D}_e электронов от приведенной напряженности электрического поля и получила название “classic fluid model” [6, 7], т.е. классическая модель сплошной среды. В свою очередь, эта модель также подверглась дальнейшему пересмотру и развитию, что привело к созданию моделей сплошной среды более высокого порядка [6–12], учитывающих динамику средней энергии электронов в волне (приближение локальной энергии), гибридных моделей [9–11, 13] и моделей, основанных на применении методов динамики частиц, Монте-Карло и решении кинетического уравнения Больцмана [9, 10, 12–14]. Для расчета ионизационных и транспортных характеристик электронов в газах также применяются методы динамики частиц [15–17], Монте-Карло [18–21] и решение уравнения Больцмана [11, 12, 22–24]. Но каждый более прогрессивный подход к описанию ФВИ сопровождается усложнением модели физических процессов и, как неизбежное следствие, приводит к значительному росту объема, сложности и трудоемкости компьютерных вычислений. В настоящее время указанные выше методы рассматриваются как наиболее многообещающие способы моделирования ФВИ с учетом стохастических и нелокальных эффектов. В то же время, модель сплошной среды второго порядка, учитывающая динамику плотности электронов и их средней энергии (приближение локальной энергии), остается привлекательной благодаря своей обоснованности при умеренной трудоемкости компьютерных расчетов. И, как видно из сравнительных оценок основных параметров ФВИ следуя разным моделям [7, 10, 12], эта модель показывает результаты значительно более близкие к моделям динамики частиц, чем классическая модель сплошной среды. В основном она применяется в диапазоне низких и средних величин $|\mathbf{E}|/n_0 < 500$ Тд, где \mathbf{E} и n_0 обозначают вектор напряженности электрического поля и плотность частиц газа соответственно. Здесь и далее величины $|\mathbf{E}|/n_0$ выражены в таунсендах, $1 \text{ Тд} = 10^{-21} \text{ В} \cdot \text{м}^2$, если не оговорено особо. Внимание к указанному диапазону во многом объясняется тем, что в лабораторных условиях стримеры наблюдаются и исследуются именно в этом диапазоне напряженности, однако значительный прогресс в технике генерации высоковольтных импульсов напряжения с фронтом наносекундной и субнаносекундной длительности стимулирует интерес к более высоким напряженностям поля. Наиболее частым

практическим объектом моделирования служат азот и воздух.

По отношению к инертным газам, модели сплошной среды первого и второго порядка (в приближениях локального поля и энергии), наряду с другими моделями, были применены в [12] для численных оценок 1D ФВИ отрицательной полярности в Ne в диапазоне $125 < |\mathbf{E}|/n_0 < 460$ Тд. Позднее 1D модель первого порядка при фиксированных величинах μ_e и \mathbf{D}_e использовалась для численной оценки характеристик ФВИ противоположных полярностей в Ne в диапазоне $|\mathbf{E}|/n_0 < 2.75 \times 10^3$ Тд [25]. В частности, вследствие значительного отличия транспортных и ионизационных коэффициентов Ne от аналогичных у азота, толщина ФВИ в Ne заметно отличалась от аналогичных в азоте. Такой результат стимулировал оценку величины отношения $K = \Delta l_{\text{ФВИ}}/\lambda$ для фронтов обеих полярностей, где $\Delta l_{\text{ФВИ}}$ – толщина ФВИ и λ – средняя длина свободного пробега электрона. По сути, K показывает, насколько медленнее наведенные возмущения по сравнению с одной из масштабных характеристик самого газа. Чем больше K превышает единицу, тем лучше уравнения сплошной среды подходят для обсуждаемой задачи. Оценка K для Ne в [25] показала, что его величина применительно к положительному фронту уменьшается до 3 при $|\mathbf{E}|/n_0 \approx 2.44 \times 10^3$ Тд, а в случае отрицательного фронта K превышает 10 во всем диапазоне численного моделирования. Но необходимо подчеркнуть, что K – не единственный параметр, ограничивающий диапазон применимости модели сплошной среды. Так, условие медленности наведенных изменений в среде по сравнению со скоростью релаксации энергии электронов также вносит серьезные ограничения и заслуживает внимания.

Эксперименты со скользящим разрядом в трех инертных газах [26] показали значительное различие между газами в его характеристиках, как временных, так и пространственных, что подчеркивает значимость индивидуальных параметров газов и целесообразность сравнительной оценки развития разряда в предпробойный период.

Исходя из вышесказанного, представляется целесообразным выполнить численное моделирование параметров волны ионизации в Ne, Ar, Xe и N_2 (в качестве газа сравнения), следуя модели сплошной среды второго порядка, в приближении локальной энергии в наиболее широком диапазоне вариации $|\mathbf{E}|/n_0$. Сравнительный расчет по единой методике и алгоритму вычислений интересен по нескольким причинам. Во-первых, численное моделирование такого типа уже проводилось для Ne в [12] и N_2 в [11, 12] и сравнение

результатов будет целесообразно с точки зрения проверки методики расчетов. Во-вторых, индивидуальные зависимости ионизационных и транспортных характеристик электронов от $|\mathbf{E}|/n_0$ в указанных газах значительно различаются. В-третьих, перечисленные газы объединяет их однокомпонентный состав и отсутствие эффекта прилипания электронов, но различает монокатомная структура инертных газов и молекулярная азота. В-четвертых, сравнительные результаты моделирования для Ne, Ar и Xe интересны для интерпретации наблюдаемых в экспериментах различий в структуре плазмы разряда в них [26]. В-пятых, результаты численных оценок динамики ФВИ даже в рамках одной модели могут значительно зависеть от примененной методики и алгоритма вычислений, что видно, например, из результатов [27] на примере N_2 . Кроме того, результаты оценок также зависят от методов определения транспортных и ионизационных характеристик электронов (см. [11, 22–24] и ссылки в них). В-шестых, желательна провести моделирование в наиболее широком диапазоне величин $|\mathbf{E}|/n_0$, допустимом для применяемой модели.

Таким образом, поставленная задача предполагает следующие этапы решения.

а) Аппроксимация аналитическими функциями зависимости коэффициента ударной ионизации атомов α , подвижности μ_e и коэффициента диффузии D_e электронов от величины $|\mathbf{E}|/n_0$ в наиболее широком диапазоне ее вариации, на основе известных экспериментальных и теоретических данных.

б) Моделирование параметров ФВИ в инертных газах по единой методике и алгоритму вычислений.

в) Сравнительный анализ полученных результатов.

Конечно, наибольшей точности результатов можно ожидать при применении в расчетах наиболее современных моделей, основанных на методах динамики частиц или решении уравнения Больцмана. Однако чрезвычайная трудоемкость и сложность таких вычислений вынуждают выбирать вариант моделирования, компромиссный между сложностью и точностью. Поскольку сформулированная выше задача ориентирована больше на сравнительный анализ газов, чем на абсолютную точность результатов для каждого из них, в качестве компромисса выбрана модель сплошной среды в приближении локальной энергии.

Следуя поставленной задаче в рамках выбранной модели, в настоящей работе проведена оценка характеристик 1D ФВИ отрицательной полярности в Ne и Ar в зависимости от напряженности приложенного поля (средней энергии электро-

нов). Также, исходя из полученных данных о толщине и скорости движения ФВИ, средней энергии электронов предложена оценка двух параметров, характеризующих отношение скорости процессов во фронте к скорости релаксации электронов.

2. СИСТЕМА УРАВНЕНИЙ МОДЕЛИРОВАНИЯ И АНАЛИТИЧЕСКИЕ АППРОКСИМАЦИИ

2.1. Дифференциальные уравнения диффузионно-дрейфовой модели сплошной среды

Система дифференциальных уравнений, описывающих динамику ФВИ в рамках различных моделей, зависит от того, сколько и какие моменты функции распределения учитываются при анализе кинетического уравнения Больцмана [6, 7, 11, 12, 24]. Для численных оценок нами выбрана компромиссная модель сплошной среды второго порядка в приближении локальной энергии, с применением в ней ионизационных и транспортных характеристик электронов, базирующихся на экспериментальных данных и рассчитанных методами динамики частиц. Модель рассматривает баланс плотности заряженных частиц и средней энергии электронов в газе. Ее основные положения, допущения и система диффузионно-дрейфовых уравнений сформулированы и обсуждались, например, в [6, 7, 11, 12, 24] (см. также ссылки в них). Важнейшими допущениями представляются: (i) искомые функции в уравнениях — напряженность поля, плотность частиц, энергия электронов, скорость — являются макроскопическими, т.е. усредненными; (ii) коэффициенты α , μ_e и D_e являются макроскопическими функциями локального поля/средней энергии электронов; (iii) наведенные внешним полем изменения в среде протекают медленнее характерных времен релаксации частиц. Соответственно, принятые допущения налагают ограничения на область применения модели в целом. Так, например, к сильно разреженным газам, в которых столкновения частиц редки и определение макроскопических характеристик затруднено, применение модели проблематично. Кроме того, к газовым системам, размеры которых сравнимы или меньше характерных длин релаксации частиц, приложение модели также необоснованно. На практике модель применяется главным образом в диапазоне малых и умеренных величин $|\mathbf{E}|/n_0 < 500$ Тд для оценок развития стримеров в газах при давлении порядка атмосферного. В настоящей работе рассматриваются ее решения в диапазоне до $\approx 4 \times 10^3$ Тд с учетом следующих соображений.

а) Модель предполагает медленность возмущений, наведенных в среде внешним воздействи-

ем, по сравнению со скоростью релаксации электронов, как во времени, так и в пространстве. Для оценки условия медленности возмущений необходимы сведения о толщине ФВИ, скорости его движения и энергии электронов, которые определяются только в результате моделирования. Если искомые данные для азота можно найти в опубликованных работах, то аналогичных данных для инертных газов недостаточно.

б) Коэффициенты α , μ_e и \mathbf{D}_e электронов должны удовлетворять условию локального равновесия, и диапазон их обоснованного применения принципиально важен. Физические основания их использования подтверждены моделированием динамики поведения облака электронов в диапазонах $|\mathbf{E}|/n_0$ 1.4–5.6 × 10³ Тд (Ne) [20], 56–5.66 × 10³ Тд (Ar) [21], 14–3 × 10³ Тд (N₂) [19], 100–3.5 × 10³ Тд (N₂) [28], а также при более высоких величинах напряженности вплоть до появления релативистских электронов (He, Ne, Ar, Kr, Xe, N₂) (см. [15–17, 29, 30] и ссылки в них). Таким образом, коэффициенты α , μ_e и \mathbf{D}_e сохраняют физический смысл в широком диапазоне напряженности поля, по крайней мере, до 4 × 10³ Тд, в котором проводилось наше моделирование динамики ФВИ.

в) 1D модели более высокого порядка, гибридные и на основе методов динамики частиц, при применении к неону и азоту показывают отличие плотности электронов, создаваемой волной, и скорости ее движения в пределах 10–15% от аналогичных величин, оцениваемых, следуя обсуждаемой модели, в диапазоне $|\mathbf{E}|/n_0$ до 10³ Тд [6, 9–12, 31]. Внимательный анализ профиля ФВИ в этих же работах показывает, что толщина ФВИ в разных моделях почти одинакова даже в том случае, когда в передней части фронта зарождаются высокоэнергетичные электроны [8, 9, 31]. Хотя количество таких электронов растет при увеличении $|\mathbf{E}|/n_0$, оно, тем не менее, составляет лишь малую часть от общего числа свободных электронов во фронте и позади него, что следует из теоретических оценок (см. [32, 33] и ссылки в них) и экспериментов, ориентированных на достижение максимальной плотности таких электронов [34]. Таким образом, высокоэнергетичные электроны можно рассматривать в качестве источника начальных электронов впереди ФВИ, а для описания основной массы электронов во фронте, так называемых “bulk electrons”, применять модель сплошной среды [35].

г) Никакие дополнительные источники свободных электронов в газе впереди ФВИ, как, например, его фотоионизация или ионизация воздействием космических лучей, естественной радиоактивности и т.д. в настоящей работе не рассматриваются по следующим причинам. Фи-

зический механизм фотоионизации газа был предложен и обсуждается на протяжении десятков лет применительно к воздуху и смесям N₂–O₂ с различным соотношением компонентов [36–40]. В сравнительных исследованиях с альтернативными источниками фотоионизации отводится преобладающая роль, хотя возникают и сомнения относительно ее эффективности при высокой напряженности поля [41]. Плотность электронов $n_e \approx 10^3$ –10⁴ см⁻³ от альтернативных источников расценивается как недостаточная для развития ФВИ [40, 42]. Но к чистым однокомпонентным газам, например, инертным или азоту, механизм фотоионизации трудно применим и для них вопрос о свободных электронах впереди ФВИ остается открытым.

Для моделирования динамики ФВИ воспользуемся системой уравнений, представленной в [12] в виде

$$\begin{aligned} \partial_t n_e + \nabla_r \cdot \mathbf{j}_e &= \text{source}, \\ \partial_t n_+ &= \text{source}, \\ \partial_t (\varepsilon n_e) &= -\frac{5}{3} \nabla_r (\varepsilon \mathbf{j}_e) + e \mathbf{E} \mathbf{j}_e - n_e \sum_c k_c \varepsilon_c, \\ \nabla_r \cdot \mathbf{E} &= \frac{e}{\varepsilon_0} (n_+ - n_e), \\ \mathbf{j}_e &= -n_e \mu_e \mathbf{E} - \mathbf{D}_e \nabla_r n_e, \\ \text{source} &= n_e \mu_e \alpha_0 f, \\ \varepsilon &= F(|\mathbf{E}|), \end{aligned} \quad (1)$$

где \mathbf{E} обозначает напряженность электрического поля; \mathbf{r} и t – пространственная координата и время; $n_e(\mathbf{r}, t)$ и $n_+(\mathbf{r}, t)$ – плотности электронов и ионов; ε_0 – диэлектрическая постоянная; ε – средняя энергия электронов; f – функция ионизации газа, определяемая коэффициентом ударной ионизации газа α как $f = |\mathbf{E}| \alpha(\varepsilon) / \alpha_0$; α_0 – параметр, характеризующий зависимость α от ε ; e – абсолютная величина заряда электрона. Слагаемое $-n_e \sum_c k_c \varepsilon_c$ в третьем уравнении (1) представляет собой скорость потерь энергии свободными электронами при столкновениях, выраженную произведением плотности электронов на скорость потери энергии одним электроном $\sum_c k_c \varepsilon_c$, просуммированную по всем типам столкновений электрона с атомами, упругим и неупругим. Здесь k_c – частота столкновений типа “с” и ε_c – энергия, теряемая электроном при одном столкновении данного типа. Последнее уравнение в (1) устанавливает взаимосвязь между средней энергией электронов и напряженностью поля $|\mathbf{E}|$, которая рассчитывается для каждого газа индивидуально, например, методом динамики частиц [15–17] или решением уравнения Больцмана [11, 12].

Газ находится под действием внешнего однородного электростатического поля напряженностью \mathbf{E}^+ . Коэффициенты α , μ_e , D_e электронов, а также f , выражены в (1) как функции локальной энергии электронов ϵ и индивидуальны для каждого газа.

В частном случае одномерной задачи система уравнений (1) упрощается и по аналогии с [4] может быть преобразована в безразмерное представление

$$\begin{aligned} \partial_\tau \sigma &= \partial_x (M \sigma Y + M D_{II} \partial_x \sigma) + M \sigma f_{\text{бр}}(|Y|), \\ \partial_\tau Y &= -M (\sigma Y + D_{II} \partial_x \sigma), \\ \partial_\tau (\sigma \epsilon^*) &= \frac{5}{3} \partial_x (M \sigma Y \epsilon^* + M D_{II} \epsilon^* \partial_x \sigma) + \\ &+ Y M (\sigma Y + D_{II} \partial_x \sigma) - \sigma \sum_c k_c^* \epsilon_c^*, \\ \epsilon^* &= \Phi(Y). \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь x , τ обозначают безразмерные координату и время; σ , Y и ϵ^* – безразмерные плотность электронов, скалярная напряженность поля вдоль оси x и средняя энергия электронов соответственно; D_{II} – безразмерный коэффициент продольной диффузии электронов; $f_{\text{бр}}$ – безразмерная функция ионизации; M – безразмерная подвижность электронов, определяемая соотношением

$$M = \frac{\mu_e(|Y|)}{\mu_e(|Y|=1)} = \frac{\mu_e(|\mathbf{E}|/n_0)}{\mu_e(E_0/n_0)}, \quad (3)$$

как подвижность, нормированная к своей величине при $|\mathbf{E}| = E_0$. При преобразовании (1) в (2) использованы введенные ранее в [4] соотношения связи размерных и безразмерных единиц

$$\begin{aligned} x &= |\mathbf{r}| \alpha_0, \quad \tau = \frac{t}{t_0}, \quad Y = \frac{\mathbf{E}}{E_0}, \quad D_{II} = \\ &= \frac{D_e \alpha_0}{\mu_e E_0}, \quad \sigma = \frac{n_e e}{\epsilon_0 \alpha_0 E_0}, \end{aligned} \quad (4)$$

но, в отличие от [4], параметр t_0 получил новое определение $t_0 = 1/\alpha_0 E_0 \mu_e(|\mathbf{E}| = E_0)$ и введено дополнительное соотношение связи $\epsilon^* = \epsilon \alpha_0 / e E_0$, где E_0 – параметр зависимости α от напряженности поля (смотри раздел 2.2), а параметр $e E_0 / \alpha_0$ имеет размерность энергии и является характеристикой конкретного газа.

Важной особенностью системы уравнений (2) является ее полная безразмерность как по координатам и учитываемым в ней коэффициентам, так и по искомым функциям. Ниже в разделах 2.2–2.5 будет показано, что в условиях локального равновесия все входящие в уравнения (2) коэффициенты можно аппроксимировать функциями только безразмерной приведенной напряженности поля $Y = |\mathbf{E}|/E_0$ или, с учетом

последнего уравнения в (2), средней энергии ϵ^* . В таком случае, 1D решения (1) для плотности электронов позади ФВИ, его толщины и скорости движения должны зависеть только от $|\mathbf{E}|/n_0$ (или средней энергии электронов ϵ). Но такое утверждение допустимо только в рамках рассматриваемой модели, которая ограничена допущениями и приближениями при выводе ее уравнений.

Для инициирования развития ФВИ в произвольной точке x_0 необходимо задать небольшое начальное количество локально расположенных электронов, например, в виде [4]

$$\sigma(x, \tau = 0) = (0.1 - 0.0001) \exp[-(x - x_0)^2]. \quad (5)$$

Поскольку поиск решений (2) проводился в широком диапазоне вариации напряженности Y , предэкспоненциальный множитель в (5) варьировался в процессе вычислений с целью оптимизации и проверки устойчивости решений относительно начального условия. В итоге, в расчетах применялось такое количество начальных электронов, которое не оказывало никакого влияния на динамику ФВИ.

Таким образом, для моделирования динамики ФВИ в рамках одномерных уравнений (2) необходимы сведения о зависимости безразмерных коэффициентов M , D_{II} , $f_{\text{бр}}$, k_c^* , ϵ_c^* и функции Φ от напряженности поля (средней энергии электронов) для конкретного газа. Решение этой части задачи в отношении первых трех коэффициентов рассматривается ниже путем численных оценок и аппроксимаций аналитическими функциями в широком диапазоне их зависимости от напряженности поля/энергии электронов, построенных путем объединения массивов известных экспериментальных и теоретических данных. Аналитическое представление наиболее удобно для интеграции в расчетную схему. Коэффициенты k_c^* , ϵ_c^* рассчитаны, по аналогии с [11, 12], исходя из имеющихся данных о сечениях столкновений электронов с атомами, включая ионизацию, и соответствующих этим столкновениям величин потери энергии электроном [16, 17]. Функции Φ приняты в том виде, в каком они были ранее рассчитаны для рассматриваемых газов методом динамики частиц и решением уравнения Больцмана [11, 12, 16, 17, 30].

В отношении предлагаемых ниже оценок и аппроксимаций коэффициентов M , D_{II} и $f_{\text{бр}}$ следует заметить следующее. На практике применяются различные методы экспериментального измерения и теоретического расчета транспортных характеристик электронов в газах. Так, в [43] систематизированы результаты измерений с указанием конкретных методов их получения, среди которых измерения в стационарном и импульсном

поле, в скрещенных полях, по времени пролета частиц и др. Методы расчета также разнообразны в зависимости от поставленной задачи. Например, в [22, 23] на примере Ag показаны сравнительные результаты расчета μ_e , D_e и α путем решения уравнения Больцмана и методом Монте-Карло для стационарного и импульсного таунсендовского развития электронной лавины, а также по времени пролета электронами заданного промежутка. Показано хорошее совпадение результатов при относительно низких величинах $|E|/n_0 \leq 250$ Тд и их заметное расхождение (до 30%) с ростом $|E|/n_0$ до умеренных 566 Тд, когда на результат расчета влияет рождение новых электронов благодаря растущей ионизации атомов. Исходя из вышесказанного, ниже в своих оценках транспортных коэффициентов мы опирались на данные экспериментов в диапазоне низких/умеренных величин $|E|/n_0$ и расчетные данные при более высоких величинах методами динамики частиц и решением уравнения Больцмана. Именно динамические методы расчета наиболее подходят для рассматриваемой нестационарной задачи.

2.2. Аппроксимация коэффициента ударной ионизации

Аппроксимации коэффициента ионизации атомов Ne и Ag построены на основе экспериментальных измерений [43, 44] и теоретических расчетов [16, 17, 29, 30] методом динамики частиц, по сути близким к методу Монте-Карло.

Немонотонный характер зависимости α от $|E|/n_0$ отмечался еще в [45]. Нисходящая ветвь зависимости при высоких $|E|/n_0$ объясняется уменьшением сечений электронных столкновений всех типов с ростом напряженности. Для Ne и Ne уменьшение $\alpha(|E|/n_0)$ при высоких напряженностях, а также насыщение аналогичной зависимости у Ag были впервые численно рассчитаны методом Монте-Карло в [20] и [21] в диапазонах $10-5.6 \times 10^3$ и $56-5.66 \times 10^3$ Тд соответственно. Эти же расчеты показали, что искомые величины соответствуют условию локального равновесия в этих газах во всем диапазоне вычислений. В [15-17, 29, 30] немонотонные зависимости были рассчитаны методом динамики частиц и аналогичные выводы распространены на еще более широкий диапазон $|E|/n_0$. Очень важный результат авторов гласил, что при соответствующей табуляции макроскопические коэффициенты ударной ионизации, подвижности и диффузии электронов сохраняют физический смысл и соответствуют условию локального равновесия вплоть до величин $|E|/n_0$, при которых образуются релятивистские электроны. Такое за-

ключение дает основания для применения результатов [16, 17, 20, 21, 29, 30] в (1) и (2) при расчетах в рамках рассматриваемой модели сплошной среды.

Ранее, коэффициент α в Ne было предложено аппроксимировать функциями

$$\frac{\alpha}{p} = A \exp \left[-\sqrt{B \frac{p}{|E|}} \right], \quad [46, 47], \quad (6a)$$

$$\frac{\alpha}{p} = A \left(\frac{|E|}{p} \right)^{s-b \ln(|E|/p)}, \quad [48], \quad (6б)$$

$$\frac{\alpha}{n_0} = A \exp \left[-\sqrt[3]{B \frac{n_0}{|E|}} \right], \quad [49], \quad (6в)$$

где p – давление газа; A, B, s, b – константы. Из этих функций только (6б) уменьшается при высоких напряженностях, а (6в) наиболее точно аппроксимирует экспериментальные данные в диапазоне $5.5-1.13 \times 10^3$ Тд [25]. Для расширенного диапазона $5.5-1.5 \times 10^4$ Тд функция (6а) в [16, 29] была трансформирована в

$$\frac{\alpha}{p} = A \exp \left[-\sqrt{B \frac{p}{|E|}} - C \frac{|E|}{p} \right], \quad (7)$$

где C – константа. Эта функция хорошо соответствует результатам расчета этой же работы при высоких значениях $|E|/n_0$, но в диапазоне ≤ 30 Тд она, как и (6а), занижает коэффициент ионизации вплоть до 9 раз при $|E|/n_0 = 5.5$ Тд относительно экспериментальных величин [43]. По аналогии с (7) мы изменили функцию (6в) на

$$\frac{\alpha}{n_0} = A \exp \left[-\sqrt[3]{B \frac{n_0}{|E|}} - C \frac{|E|}{n_0} \right], \quad (8)$$

которая наиболее близко аппроксимирует экспериментальные и расчетные данные Ne в расширенном диапазоне $|E|/n_0 = 5.5-1.5 \times 10^4$ Тд. Именно эта функция при значениях констант $A = 10.3 \times 10^{-16}$ см², $B = 7.87 \times 10^3$ Тд и $C = 3.3 \times 10^{-4}$ 1/Тд для комнатной температуры применялась в численных расчетах ниже. Константы A и B связаны с ранее введенными параметрами α_0 и E_0 соотношениями $A = \alpha_0/n_0$ и $B = E_0/n_0$.

Приведенный коэффициент ударной ионизации Ag [17, 30, 43, 44] хорошо аппроксимируется функцией (7), которая после замены p на n_0 приобретает вид

$$\frac{\alpha}{n_0} = A \exp \left[-\sqrt{B \frac{n_0}{|E|}} - C \frac{|E|}{n_0} \right] \quad (9)$$

и применялась далее в расчетах динамики ФВИ в Ag при величинах констант $A = 10.4 \times 10^{-16}$ см², $B = 2.14 \times 10^3$ Тд и $C = 8 \times 10^{-5}$ 1/Тд для комнат-

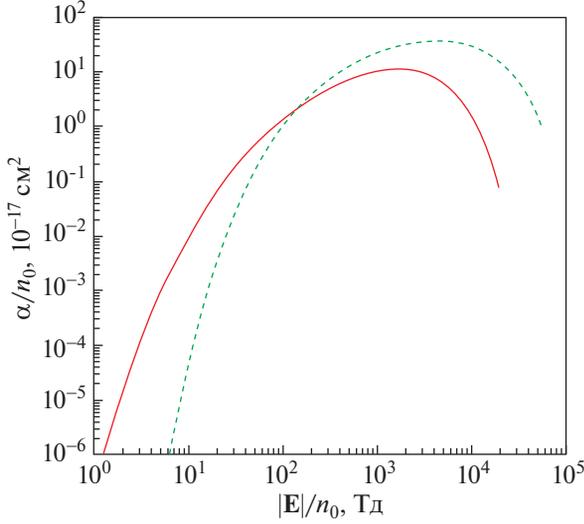


Рис. 1. Аппроксимации (8) и (9) зависимости приведенного коэффициента ударной ионизации газов от $|E|/n_0$ при комнатной температуре. Сплошная кривая – Ne, штриховая – Ar.

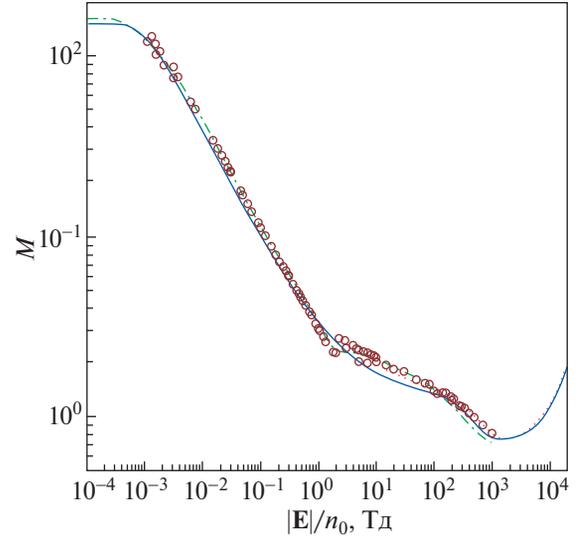


Рис. 2. Зависимость безразмерной подвижности электронов M в Ne от $|E|/n_0$ при комнатной температуре. Сплошная линия – аппроксимация (10); пунктирная – расчет по теоретическим данным о $|V_{др}|$ [16, 29, 30]; штрихпунктирная – расчет по теоретическим данным о $\mu_e n_0$ [12]; кружки – расчет по экспериментальным данным о $|V_{др}|$ [20, 43, 44].

ной температуры. Аппроксимации (8) и (9) иллюстрируются на рис. 1.

2.3. Аппроксимация безразмерной подвижности электронов

2.3.1. Ne. Результаты экспериментальных измерений скорости дрейфа электронов $|V_{др}|$ в Ne в диапазоне $|E|/n_0 = 10^{-3} - 10^3$ Тд приведены в [20, 43, 44], а теоретических расчетов величин $\mu_e n_0$ путем решения уравнения Больцмана – в [12]. Для более высоких значений $|E|/n_0$ известны только теоретические расчеты $|V_{др}|$ методом динамики частиц [16, 29, 30]. Совокупность этих данных, используя соотношение $|V_{др}| = \mu_e |E|$ и определение (3), позволяет оценить величины M в диапазоне $|E|/n_0 = 10^{-3} - 2 \times 10^4$ Тд и построить аппроксимацию

$$M \left(\frac{|E|}{n_0} \right) = \left\{ 2.2 \frac{(|E|/n_0)^{-0.62} + 0.33 + 2 \times 10^{-7} (|E|/n_0)^{1.5}}{1 + 25 \exp[-57 (|E|/n_0)^{0.36}]} + 0.53 (|E|/n_0)^{0.01} \exp \left[-\frac{|20 - |E|/n_0|^{1.5}}{9000} \right] \right\} \times \left[1 - \exp \left(-400 \left(\frac{|E|}{n_0} \right)^{0.5} \right) \right]. \quad (10)$$

Соответствие этой аппроксимации имеющимся данным литературы показано на рис. 2. Увеличение подвижности M в области высоких $|E|/n_0$, вытекающее из расчетов [16, 29, 30], объясняется уменьшением сечений столкновений электрона всех типов с атомами в области $> 10^3$ Тд. В диапазоне умеренных величин $|E|/n_0$, где расчетные и экспериментальные данные перекрываются, отмечается их удовлетворительное соответствие друг другу.

2.3.2. Ar. Для этого газа аппроксимация M построена на объединении экспериментальных [21, 43] и теоретических [17, 30] данных о $|V_{др}|$, полученных методом динамики частиц. Оба массива данных дополняют друг друга, удовлетворительно согласуются в области перекрытия и приводят к аппроксимации M функцией

$$M \left(\frac{|E|}{n_0} \right) = 6.1 \frac{(|E|/n_0)^{-0.8} + 0.15 + 4.3 \times 10^{-7} (|E|/n_0)^{1.27}}{1 + 0.18 (|E|/n_0)^{-0.55} \exp(-900 |E|/n_0)} + 0.87 \left(\frac{|E|}{n_0} \right)^{0.01} \exp \left[-\frac{|5 - |E|/n_0|^{1.05}}{500} \right], \quad (11)$$

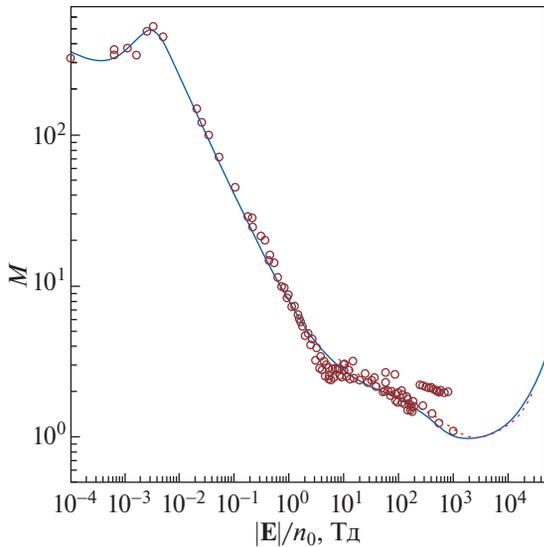


Рис. 3. Зависимость безразмерной подвижности электронов M в Ar от $|E|/n_0$ при комнатной температуре. Сплошная линия – аппроксимация (11); штриховая – расчет по теоретическим данным о $|V_{др}|$ [17, 30]; кружки – расчет по экспериментальным данным о $|V_{др}|$ [21, 43].

соответствие которой данным литературы показано на рис. 3. Аналогично Ne, увеличение M в области $>10^3$ Тд у Ar объясняется также уменьшением сечений.

Суммируя приведенные выше данные о α/n_0 и M двух газов, можно отметить, что авторы [16, 17, 20, 21, 29, 30, 48] показали:

– во-первых, значительное уменьшение коэффициента ударной ионизации и одновременное увеличение подвижности электронов в области высоких величин $|E|/n_0$. Такая тенденция не является непосредственно из результатов экспериментов, но не противоречит им и вытекает из теоретических расчетов методами Монте-Карло и динамики частиц, т.е. с учетом стохастических эффектов;

– во-вторых, то, что эти макроскопические коэффициенты сохраняют физический смысл и соответствуют условию локального равновесия в области напряженностей, значительно превышающих 10^3 Тд;

– в-третьих, допустимость применения макроскопических коэффициентов α и μ_e в уравнениях модели сплошной среды (1) и (2) как функций локального электрического поля (средней энергии электронов).

2.4. Аппроксимация безразмерного коэффициента диффузии электронов

2.4.1. Ne. Зависимость продольной компоненты безразмерного тензора диффузии электронов $D_{||}(|E|/n_0)$ была вычислена в [25] на основании теоретического расчета $D_e n_0$ и $\mu_e n_0$ в [12] путем решения уравнения Больцмана в диапазоне $|E|/n_0 = 10^{-3} - 10^3$ Тд. А результаты экспериментальных измерений по методу времени пролета электронов (time-of-flight) взяты из [20]. Для рассматриваемой одномерной задачи важно то, что в [12, 20, 25] приведены результаты именно для продольной компоненты тензора диффузии. Монотонный рост $D_{||}$ в области $10^3 - 10^4$ Тд поддерживается монотонным увеличением средней энергии электронов в этой же области, рассчитанным в [16, 29, 30] методом динамики частиц. Хотя средняя энергия электронов ассоциируется с поперечной компонентой тензора диффузии следуя соотношению Нернста–Эйнштейна–Таунсенда, трудно ожидать, чтобы две компоненты тензора изменялись в противоположных направлениях с увеличением $|E|/n_0$ в этом диапазоне. Как будет видно далее, у Ar монотонный рост $D_{||}$ поддерживается экспериментальными данными. Принимая во внимание, что рассчитанная в [12] зависимость $\mu_e n_0$ показала очень хорошее соответствие экспериментам (рис. 2), мы далее опираемся на результат расчета $D_e n_0$ этой же работы. Полученная таким путем аппроксимация $D_{||}$ в Ne функцией

$$D_{||}\left(\frac{|E|}{n_0}\right) = \frac{1 + 2.4 \times 10^{-3} (|E|/n_0) + 4 \times 10^{-6} (|E|/n_0)^2 - 4.4 \times 10^{-10} (|E|/n_0)^3 + 6.8 \times 10^{-14} (|E|/n_0)^4}{19.9 + 4420 \exp(-4.6 (|E|/n_0)^{0.35})} \quad (12)$$

и ее соответствие данным экспериментов [20] показаны на рис. 4.

2.4.2. Ar. Наиболее детальные измерения продольной компоненты тензора D_e/μ_e в Ar в диапазоне $|E|/n_0 = 2 \times 10^{-4} - 6 \times 10^3$ Тд и их сравнение с

результатами других работ представлены в [43, 50]. Измерения в [50] при высоких напряженностях выполнены в статическом поле в сочетании с высокочастотным. Данные указанных двух источников легли в основу аппроксимации $D_{||}(|E|/n_0)$ для Ar функцией

$$D_{\parallel} \left(\frac{|E|}{n_0} \right) = 2.4 \times 10^{-4} + 15 \frac{1 + 4 \times 10^{-3} (|E|/n_0) - 4.9 \times 10^{-7} (|E|/n_0)^2 + 2.8 \times 10^{-11} (|E|/n_0)^3}{1 + 10 (|E|/n_0)^{-0.13} \exp[-1.3 (|E|/n_0)^{0.5}]} \times$$

$$\times \left\{ 896 \left(\frac{|E|}{n_0} \right)^2 \exp \left[-4.5 \left| 1 - 286 \frac{|E|^{1.7}}{n_0} \right| \right] + \frac{(|E|/n_0)^{1.2}}{1 + 175 (|E|/n_0)^{1.2}} \right\}, \quad (13)$$

которая показана на рис. 5.

2.5. Оценка суммарной частоты столкновений электрона с атомами $\sum_c k_c^*$ и скорости потери энергии электроном $\sum_c k_c^* \epsilon_c^*$

2.5.1. Ne. Оценка частоты неупругих столкновений каждого типа “с” электрона с атомами проводилась по формуле [51]

$$k_c = n_0 \left(\frac{2}{m_e} \right)^{1/2} \int_0^{\infty} \Psi(\epsilon) \sigma_c(\epsilon) \epsilon d\epsilon, \quad (14)$$

где m_e – масса электрона; $\sigma_c(\epsilon)$ – сечение столкновения типа “с”; $\Psi(\epsilon)$ – функция распределения электронов по энергии. В качестве справочных использовались систематизированные в [16] данные литературы по структуре уровней атома Ne, энергиям и сечениям возбуждения его 4 наиболее значимых уровней, а также ионизации. Для сравнения, в [12] учитывались 7 уровней атома Ne, из которых три наиболее слабых привносят лишь

незначительный вклад в суммарную частоту столкновений.

Величина энергии, теряемой электроном при ионизации атома, оценивалась исходя из результатов измерений энергетического спектра электронов, рожденных при ионизации [52], по методике [9], согласно которым энергия рожденного электрона ϵ_2 оценивается как

$$\epsilon_2 = B \tan \left[p \arctan \frac{\epsilon_1 - I}{2B} \right], \quad (15)$$

где ϵ_1 – энергия налетающего электрона; p – случайное число, равномерно распределенное в интервале 0–1; $I = 21.6$ эВ – потенциал ионизации атома Ne; $B = 13$ эВ [52]. В таком случае, средняя величина энергии, теряемой ионизирующим атомом электроном, равна $\epsilon_{\text{ион}} = \epsilon_2 + I$ с последующим усреднением по параметру p . Потеря энергии электрона ϵ_c при его неупругом возбуждающем столкновении типа “с” с атомом принималась равной энергии возбуждения данного атомного уровня.

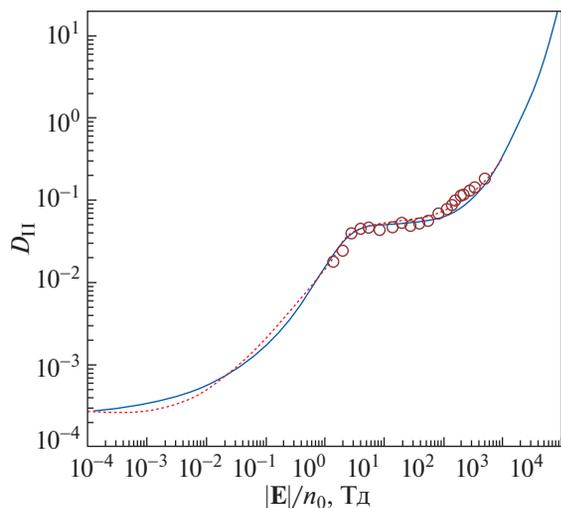


Рис. 4. Зависимость продольной компоненты безразмерного тензора диффузии электронов D_{\parallel} от $|E|/n_0$ в Ne при комнатной температуре. Сплошная линия – аппроксимация (12); пунктирная линия – расчет по данным [12]; кружки – расчет по экспериментальным данным [20]. Константы A и B из (8) для Ne применены в расчетах.

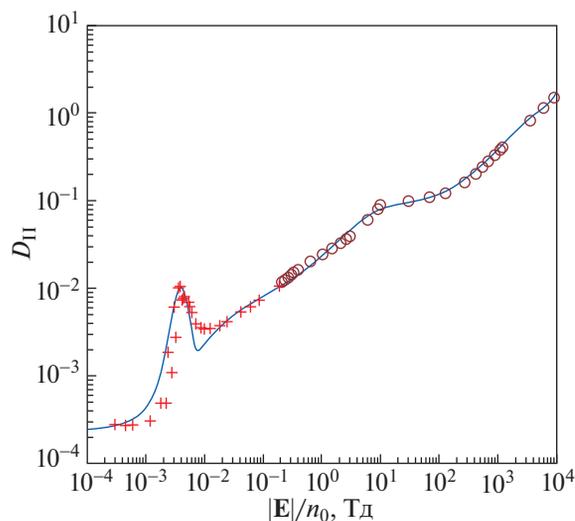


Рис. 5. Зависимость продольной компоненты безразмерного тензора диффузии электронов D_{\parallel} от $|E|/n_0$ в Ag при комнатной температуре. Сплошная линия – аппроксимация (13); кружки – расчет по экспериментальным данным [50]; крестики – расчет по экспериментальным данным [43]. Константы A и B из (9) для Ag применены в расчетах.

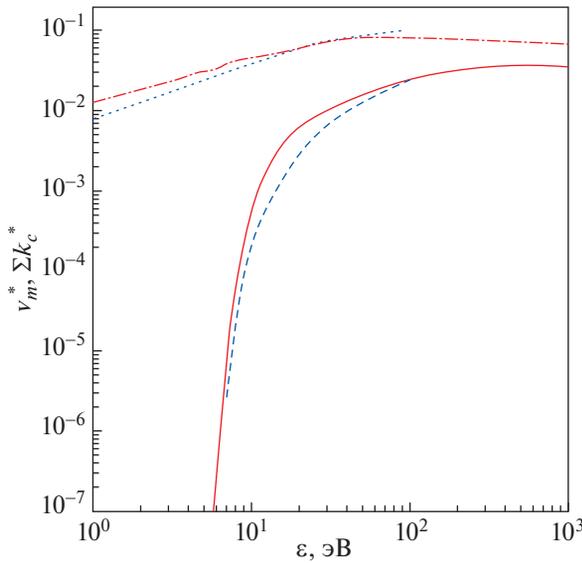


Рис. 6. Зависимость безразмерных суммарной частоты неупругих столкновений $\sum_c k_c^*$ и частоты передачи импульса v_m^* электронов от их средней энергии ϵ в Ne при комнатной температуре. Сплошная и штриховая линии – $\sum_c k_c^*$ по данным настоящей работы и [12]. Штрихпунктирная и пунктирная линии – v_m^* по данным настоящей работы и [12].

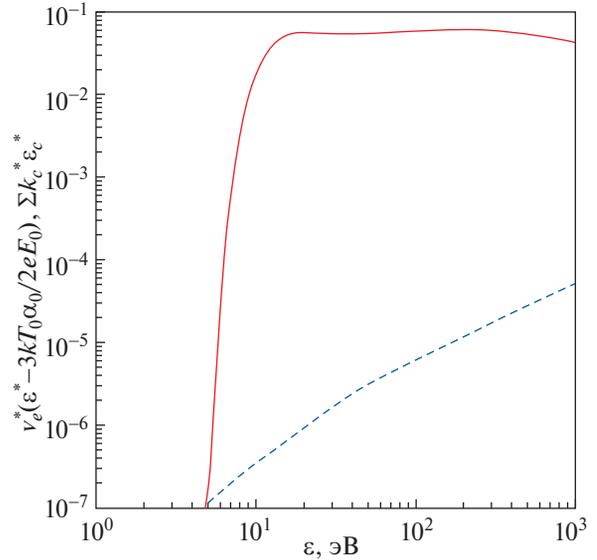


Рис. 7. Зависимость безразмерной скорости потери энергии электроном $v_e^*(\epsilon - 3kT_0\alpha_0/2eE_0)$ при его упругих и $\sum_c k_c^*\epsilon_c^*$ при неупругих столкновениях с атомом Ne от средней энергии электронов ϵ при комнатной температуре. Сплошная линия – неупругие столкновения, штриховая – упругие.

Вклад упругих столкновений в суммарные $\sum_c k_c^*$ и $\sum_c k_c^*\epsilon_c^*$ оценивался не расчетом, как в (14), а по аналогии с [11, 12, 24, 53, 54] (см. также ссылки в этих работах), опираясь на частоты передачи импульса $v_m = e/m_e\mu_e$ и энергии $v_e = 2v_m m_e/m_{Ne}$ электроном в приближении $m_e \ll m_{Ne}$, где m_{Ne} – масса атома Ne. Последнее приближение оправдано тем, что $2m_e/m_{Ne} \approx 5.4 \times 10^{-5}$. Поскольку сечение упругих столкновений электрона с атомом Ne в диапазоне $|\mathbf{E}|/n_0 \leq 10^4$ Тд превышает сечения неупругих столкновений, то вклад упругих столкновений в суммарную частоту значителен. По сути, v_m характеризует “эффективную” частоту столкновений электронов с атомом с учетом их анизотропии, которая, как показано на примере азота в [55], приводит к значительному различию между сечениями столкновений и передачи импульса. Вклад упругих столкновений в суммарную потерю энергии электроном незначителен, так как при столкновении такого типа коэффициент передачи энергии электрона атому мал и пропорционален $2m_e/m_{Ne} \approx 5.4 \times 10^{-5}$ [47], что проявляется в разнице между v_m и v_e . Скорость потери энергии электроном при упругих столкновениях оценивалась как $v_e(\epsilon - 3kT_0/2)$, где k и T_0 – постоянная Больц-

мана и температура газа соответственно [11, 12, 53, 54]. Результаты оценки безразмерных v_m^* и суммарной частоты неупругих столкновений $\sum_c k_c^*$, включая ударную ионизацию, а также скорости потери энергии электроном при упругих и неупругих столкновениях с атомом Ne показаны на рис. 6, 7. Для сравнения, на рис. 6 приведены аналогичные данные расчета [12], переведенные в безразмерное представление, и можно отметить удовлетворительное соответствие данных друг другу. Из рис. 7 хорошо видно, что скорость потери энергии электроном определяется преимущественно неупругими столкновениями всех типов, а упругие играют лишь незначительную роль.

2.5.2. Ag. Оценка суммарной частоты столкновений и скорости потери энергии электроном для этого газа выполнены аналогично Ne на основе систематизированных в [17] данных литературы по структуре уровней атома Ag, энергиям и сечениям возбуждения 5 наиболее значимых групп уровней, а также ионизации. Величина потери энергии электроном при ионизации также оценивалась следуя (15) при $B = 10$ эВ, однако авторы [52] констатировали более низкую точность своей оценки параметра B для Ag по сравнению с Ne. Результаты оценки частоты столкновений и скорости передачи энергии в Ag приведены на рис. 8, 9.

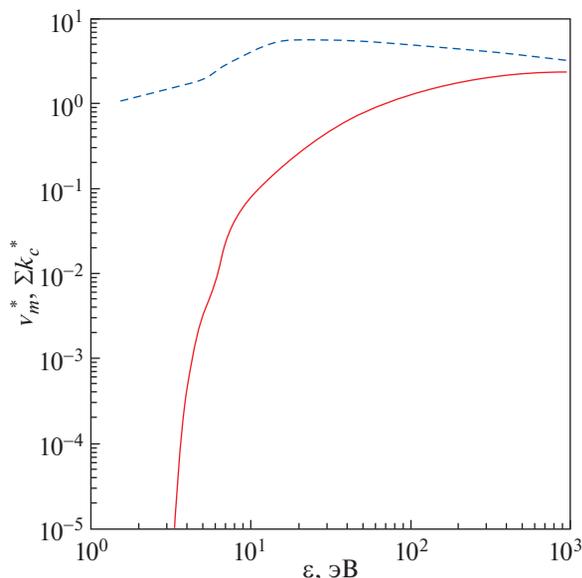


Рис. 8. Зависимость безразмерных суммарной частоты неупругих столкновений $\sum_c k_c^*$ (сплошная линия) и частоты передачи импульса v_m^* (штриховая линия) электронов от их средней энергии ϵ в Ag при комнатной температуре.

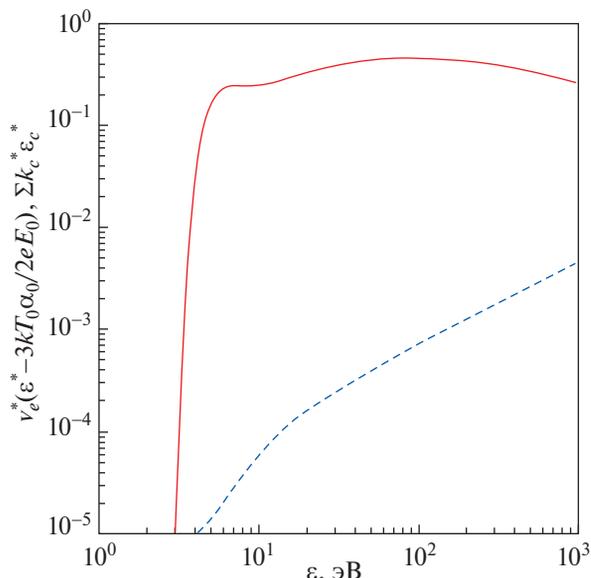


Рис. 9. Зависимость безразмерной скорости потери энергии электроном $v_e^*(\epsilon - 3kT_0\alpha_0/2eE_0)$ при его упругих и $\sum_c k_c^* \epsilon_c^*$ при неупругих столкновениях с атомом Ag от средней энергии электронов ϵ при комнатной температуре. Сплошная линия – неупругие столкновения, штриховая – упругие.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

3.1. Результаты моделирования динамики ФВИ

Уравнения (2) решались каждый раз при фиксированной величине напряженности внешнего электростатического поля $Y^+ = |\mathbf{E}^+|/E_0$, которая затем варьировалась в широком диапазоне. Диапазон вариации Y^+ простирался от $Y_{\text{пор}}^+ = E_{\text{пор}}/E_0$, ниже которой ФВИ не развивался вообще, до величины, соответствующей $|\mathbf{E}|/n_0 = 4 \times 10^3$ Тд, хотя диапазон аппроксимаций коэффициентов значительно шире. Ограничение диапазона сверху обусловлено тем, что при некоторых, оцененных ниже, величинах Y^+ нарушается одно из основных требований применяемой модели, а именно медленности наведенных изменений в среде по сравнению со скоростью релаксации среды.

Как уже отмечалось в разделе 2.1, получаемые решения для плотности электронов за ФВИ варьировались в пределах нескольких порядков при изменении Y^+ . Поэтому начальная плотность электронов (5) также варьировалась путем изменения предэкспоненциального множителя. Начальная точка x_0 инициирования ФВИ располагалась в середине пространственного домена вычислений, вдали от его границ. Необходимо заметить, что начальная плотность (5) задавалась лишь как точечный источник небольшого количества стартовых электронов в точке x_0 . При до-

статочно малом количестве таких электронов они не влияют на динамику развития и движения ФВИ вдали от x_0 . Путем вариации в расчетах предэкспоненциального множителя в (5) оценивалось максимальное количество стартовых электронов, меньше которого они никак не влияли на искомые решения для ФВИ.

В расчетах применялся сравнительно широкий пространственно-временной домен моделирования. Размер пространственной части домена обычно составлял $x = 6 \times 10^3$ при шаге сетки до $\Delta x = 0.01-0.02$. Размер временной части домена достигал $\tau = 10^5$ при шаге сетки до $\Delta \tau = 0.05$. Наибольший временной домен применялся при величинах Y^+ , близких к порогу возбуждения ФВИ, когда время развития ФВИ максимально. Наименьший шаг пространственной сетки использовался вблизи максимальных величин Y^+ , когда глубина ФВИ близка к минимальной.

Общая картина развития и формирования ФВИ в условиях локального равновесия известна по многочисленным работам: с момента $\tau = 0$ начинается рост плотности облака электронов в точке x_0 , по мере ее роста напряженность поля постепенно экранируется нарастающим пространственным зарядом и начинает формироваться ФВИ. Этот начальный период представляет собой переходной процесс, в течение которого меняются все пространственные и временные ха-

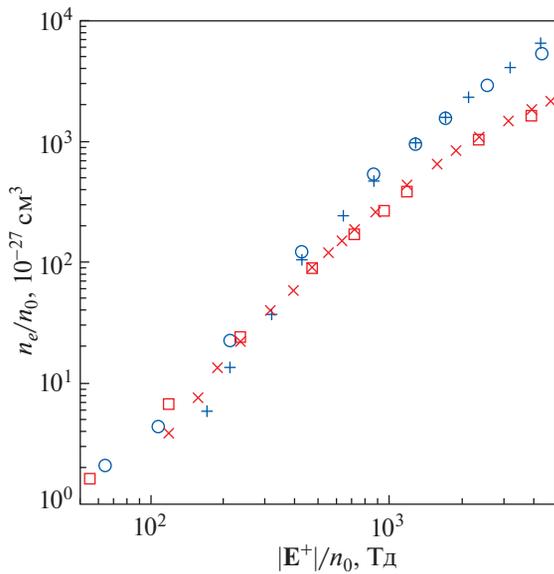


Рис. 10. Зависимость плотности электронов n_e/n_0^2 позади ФВИ отрицательной полярности от $|E^+|/n_0$ в Ne и Ag при комнатной температуре. Квадраты – Ne, приближение локальной энергии; наклонные крестики – Ne, классическая модель; кружки – Ag, приближение локальной энергии; прямые крестики – Ag, классическая модель.

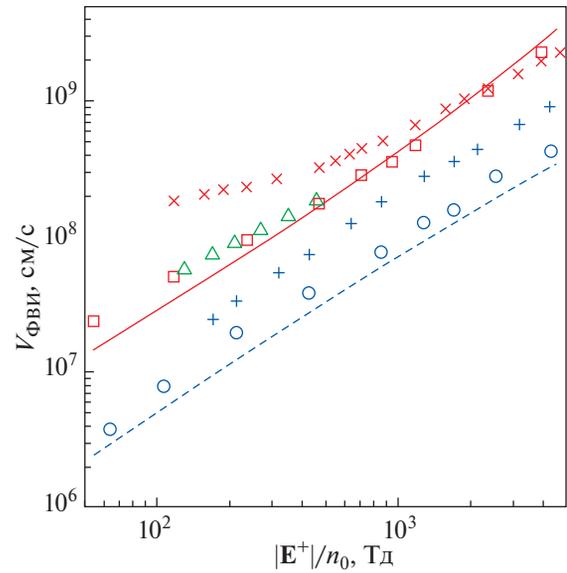


Рис. 11. Зависимость скорости $V_{\text{ФВИ}}$ ФВИ отрицательной полярности от $|E^+|/n_0$ в Ne и Ag при комнатной температуре. Квадраты – Ne, приближение локальной энергии; треугольники – по данным расчета для Ne в [12], приближение локальной энергии; наклонные крестики – Ne, классическая модель; кружки – Ag, приближение локальной энергии; прямые крестики – Ag, классическая модель; сплошная и штриховая линии – оценка следуя (16) для Ne и Ag соответственно.

рактические характеристики плотности электронов, напряженности поля, средней энергии электронов. Интенсивность и скорость изменений зависят от величины приложенного поля и характеристик газа. В результате формируется устойчивый ФВИ со стабильным пространственным профилем, движущийся с постоянной скоростью, и его параметры фиксируются и обсуждаются. Полученные решения для плотности электронов за установившимся ФВИ и скорости его движения в обоих газах приведены на рис. 10, 11 для наглядности в обычном, размерном представлении как n_e/n_0^2 и $V_{\text{ФВИ}}$ соответственно. Для сравнения, на рис. 11 треугольниками показаны результаты расчета скорости волны в Ne [12] при атмосферном давлении и можно отметить хорошее совпадение результатов. Также, на этом рисунке линиями показаны результаты аналитической оценки скорости отрицательного фронта следуя соотношению

$$v_{\text{ФВИ}} = |Y^+| + 2\sqrt{D_{\text{II}} f_{\text{бр}}(|Y^+|)}, \quad (16)$$

полученному в [4] в приближении локального поля модели сплошной среды при фиксированных коэффициентах диффузии и подвижности электронов, не зависящих от напряженности поля/их средней энергии. Для преобразования результата оценки (16) в обычное, размерное представление на рис. 11 применялись соотношения связи (3),

(4). На рис. 10, 11 приведены также результаты оценки плотности электронов и скорости движения ФВИ в рамках классической модели сплошной среды. На рис. 12, 13 показаны примеры пространственного распределения σ и Y в установившемся фронте волны (вдоль оси движения фронта x) для Ne и Ag, полученные в рамках приближения локальной энергии и классической модели сплошной среды. На обоих рисунках фронт движется справа налево. Каждый из представленных параметров нормирован по амплитуде к 1 для удобства сопоставления.

В решениях (2) фиксировались также толщина ФВИ $\Delta x_{\text{ФВИ}}$, определяемая по уровню 0.1–0.9 от максимальной напряженности поля перед фронтом, и разница между максимальной энергией электронов $\epsilon_{\text{макс}}^*$ в передней части фронта и энергией $\epsilon_{\text{мин}}^*$ позади него, до которой энергия электрона релаксирует в результате прохождения фронта. По этим параметрам оценивалось соблюдение двух необходимых условий правомерности применения модели сплошной среды. Во-первых, одним из допущений при выводе уравнений сплошной среды из уравнения Больцмана является требование медленности наведенных внешним полем возмущений по сравнению со временем релаксации $1/v_m$ [11, 12, 24, 53, 54]. В [56] при

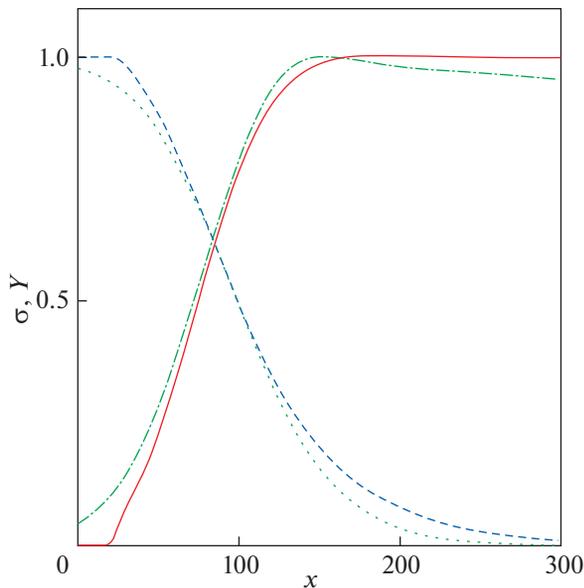


Рис. 12. Распределение безразмерных плотности электронов σ и напряженности поля Y во фронте волны вдоль оси x в момент времени $\tau = 14000$ в Нс. Сплошная и штрихпунктирная линии – σ в приближении локальной энергии и классической модели соответственно; штриховая и пунктирная линии – Y в приближении локальной энергии и классической модели соответственно. ФВИ движется справа налево. Кривые нормированы по амплитуде к 1, $|E^+|/n_0 = 950$ Тд.

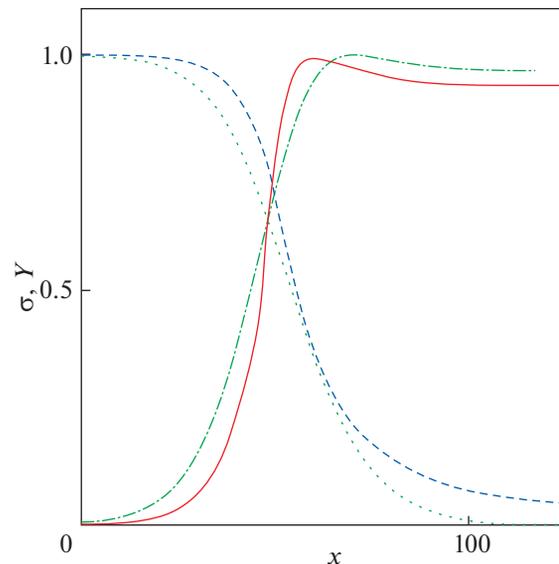


Рис. 13. Распределение безразмерных плотности электронов σ и напряженности поля Y во фронте волны вдоль оси x в момент времени $\tau = 2500$ в Аг. Сплошная и штрихпунктирная линии – σ в приближении локальной энергии и классической модели, соответственно; штриховая и пунктирная линии – Y в приближении локальной энергии и классической модели, соответственно. ФВИ движется справа налево. Кривые нормированы по амплитуде к 1, $|E^+|/n_0 = 900$ Тд.

рассмотрении модели сплошной среды четвертого порядка, учитывающей в уравнениях плотность и поток электронов, а также плотность и поток их энергии, было показано, что такая модель допускает упрощение до модели второго порядка, опирающейся только на плотность и энергию электронов, без заметной потери точности, если соблюдается то же условие медленности. Поскольку показателем частоты изменения поля во фронте может служить величина $v_{\text{ФВИ}}/\Delta x_{\text{ФВИ}}$, обратная его длительности, где $v_{\text{ФВИ}}$ – безразмерная скорость движения фронта, то отмеченное выше условие принимает вид

$$Q = v_m^* \Delta x_{\text{ФВИ}} / v_{\text{ФВИ}} \gg 1. \tag{17}$$

Во-вторых, если максимальная энергия электрона во фронте волны равна $\epsilon_{\text{макс}}^*$, а средняя энергия, отдаваемая им при одном столкновении, составляет $\langle \epsilon^* \rangle$, то для релаксации к энергии $\epsilon_{\text{мин}}^*$ такой электрон в течение промежутка времени, равного длительности фронта, должен испытать не менее $(\epsilon_{\text{макс}}^* - \epsilon_{\text{мин}}^*) / \langle \epsilon^* \rangle$ столкновений с атомами. На самом деле последнее отношение энергий внутри фронта не постоянно, а уменьшается с максимального почти до нуля, и его усредненное значение по толщине фронта примерно в два раза

меньше. Среднюю по всем типам неупругих столкновений энергию, отдаваемую электроном, можно оценить как $\langle \epsilon^* \rangle = \sum_c k_c^* \epsilon_c^* / \sum_c k_c^*$, и тогда искомое требование принимает вид

$$S = 2 \frac{\Delta x_{\text{ФВИ}}}{v_{\text{ФВИ}}} \frac{\sum_c k_c^* \epsilon_c^*}{\epsilon_{\text{макс}}^* - \epsilon_{\text{мин}}^*} \gg 1. \tag{18}$$

С увеличением приложенного внешнего поля оба параметра Q и S уменьшаются и накладывают ограничение сверху на область применения рассматриваемой модели. Результаты оценки этих параметров для двух газов приведены на рис. 14, 15 в зависимости от приложенного поля $|E^+|/n_0$. Видно, что из двух условий (17) и (18), именно условие (18) наиболее сильно ограничивает сверху диапазон применения модели. Хотя зависимости Q и S от напряженности поля заметно отличаются в двух газах, удивительно то, что условная граница $S = 10$ в обоих газах соответствует $|E^+|/n_0 \approx 1180$ Тд.

3.2. Обсуждение результатов

Безразмерное представление уравнений модели сплошной среды в приближении локального

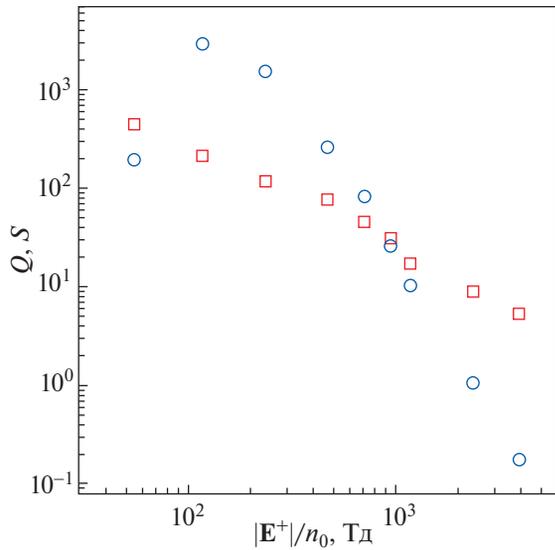


Рис. 14. Зависимость параметров Q и S от $|E^+|/n_0$ в Ne. Квадраты — Q , кружки — S .

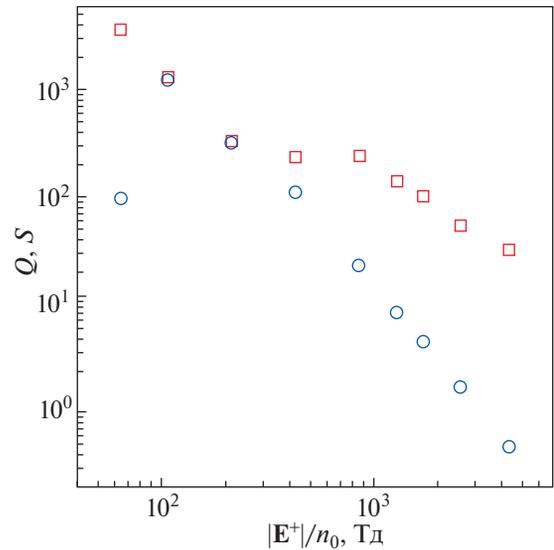


Рис. 15. Зависимость параметров Q и S от $|E^+|/n_0$ в Ag. Квадраты — Q , кружки — S .

поля, при фиксированных величинах подвижности и коэффициента диффузии электронов, было предложено в [4]. Его можно расширить и применить к модели в приближении локальной энергии, определив дополнительно два параметра — безразмерную подвижность электронов M в соответствии с (3) и энергию eE_0/α_0 . Величина последней постоянна для конкретного газа и оценивается как 76.3 и 20.5 эВ для Ne и Ag при комнатной температуре соответственно. Как показывают аппроксимации входящих в уравнения коэффициентов (разделы 2.2–2.5), они все в условиях локального равновесия могут быть представлены функциями только Y или ϵ^* . Следовательно, решения уравнений для искомых параметров ФВИ должны иметь ту же функциональную зависимость. Однако безразмерный подход не расширяет диапазон применения модели безгранично, например, путем вариации плотности частиц газа при постоянной напряженности поля, или наоборот. Его применение ограничено допущениями, принятыми при формулировке модели (1) из уравнения Больцмана ([6, 7, 11, 12, 24, 53, 54] и ссылки в них), наиболее важные из которых отмечены в разделе 2.1 и отражены, в частности, в безразмерных параметрах Q и S (рис. 14, 15). Безразмерное представление, с одной стороны, предлагает удобную шкалу для сопоставления результатов различных работ и, с другой стороны, позволяет применять результаты моделирования к газоразрядным системам различного масштаба, не выходя, однако, за рамки допущений и предположений самой модели.

Сочетание экспериментальных и теоретических данных, рассчитанных методами Монте-

Карло, динамики частиц и решением уравнения Больцмана, о транспортных и ионизационных коэффициентах исследуемых газов показало их взаимодополняемость и близкое соответствие друг другу. Важно то, что оба массива данных удовлетворяют условию локального равновесия, зависят от локальных величин поля/средней энергии электрона и их применение в уравнениях сплошной среды (1), (2) оправдано. Коэффициенты α/n_0 , M и D_{II} изменяются на несколько порядков величин в пределах диапазона моделирования ФВИ. Объединение данных позволило предложить аналитические аппроксимации этих коэффициентов в широком диапазоне вплоть до $|E|/n_0 = 10^{-4} - 5 \times 10^4$ Тд. Выбор несколько громоздких функций (10)–(13) обусловлен желанием поточнее представить каждую кривую во всем диапазоне одной функцией, однако даже в таком виде они, если и замедляют вычислительный процесс, то незначительно. На рис. 2–5 заметны локальные отклонения аппроксимаций от референсных величин в сравнительно узких интервалах $|E|/n_0$. Но в задаче настоящей работы такие отклонения не оказывают значимого влияния на результат моделирования ФВИ, поскольку в пределах толщины фронта напряженность поля изменяется от максимальной до нуля, т.е. весь спектр величин напряженности поля и, соответственно, транспортных и ионизационных коэффициентов участвует в развитии и движении ФВИ. Это показали отдельные тестовые вычисления при локально варьируемых коэффициентах. Более важным видится общий характер зависи-

мости коэффициентов от $|\mathbf{E}|/n_0$ – форма и изгиб кривых, диапазон величин коэффициентов.

Характер зависимости α/n_0 , M и D_{II} от $|\mathbf{E}|/n_0$ качественно различен. Так, коэффициент ударной ионизации и подвижность электронов изменяются немонотонно с ростом $|\mathbf{E}|/n_0$ в области выше 10^3 Тд (рис. 1–3), что объясняется уменьшением сечений столкновений электронов с атомами в сильном поле. Напротив, коэффициент диффузии D_{II} монотонно растет с увеличением $|\mathbf{E}|/n_0$, что коррелирует с монотонным увеличением средней энергии электронов в Ne, Ar и других инертных газах [12, 16, 17, 29, 30].

Формальные численные решения уравнений (2) на рис. 10–13 показывают монотонную зависимость параметров волны от $|\mathbf{E}^+|/n_0$ приложенного поля во всем диапазоне моделирования, хотя два из трех коэффициентов немонотонны. Монотонный рост скорости ФВИ можно качественно объяснить, опираясь на (16): несмотря на немонотонность α/n_0 и M , скорость дрейфа электронов и произведение $D_{II}f_{\text{др}}$ остаются монотонно растущими функциями $|\mathbf{E}^+|/n_0$. В каждом из двух газов наклон зависимости $V_{\text{ФВИ}}$ от $|\mathbf{E}^+|/n_0$ (рис. 11), удовлетворительно коррелирован с оценочным следя (16), но количественно величины скорости различаются в зависимости от используемой модели. При этом результат численного моделирования $V_{\text{ФВИ}}$ в Ne в рамках приближения локальной энергии настоящей работы и [12] хорошо соответствуют друг другу (рис. 11). Различие $V_{\text{ФВИ}}$ между газами, достигающее 4.5–10 раз в пределах диапазона моделирования, объясняется совокупной разницей индивидуальных коэффициентов α/n_0 , M и D_{II} газов.

В отношении плотности электронов позади ФВИ следует отметить, что, в отличие от скорости фронта и, как видно из рис. 10, она в каждом газе практически одинакова в приближениях локального поля и энергии модели сплошной среды. Ее значения в разных газах тоже достаточно близки друг к другу при том, что атомы Ne и Ar значительно различаются по размеру, массе, структуре атомных уровней и сечениям/энергиям их возбуждения. Существенные различия между газами видны также в транспортных свойствах электронов (рис. 1–5). Как следствие различий, частота столкновений и скорость потери энергии электроном в Ar почти в 6.5–7 раз выше, чем в Ne (рис. 6–9). Тем не менее, плотность электронов позади ФВИ в обоих газах близка при слабом поле и разница между ними плавно возрастает всего до 2 раз при $|\mathbf{E}^+|/n_0 \approx 1200$ Тд (рис. 10). Отмеченная особенность решений для плотности электронов есть результат сочетания параметров каж-

дого из двух газов, в котором коэффициент ионизации, по-видимому, играет наиболее важную роль. Так, в [4] для приближения локального поля в частном случае фиксированной подвижности электронов и $\mathbf{D}_e = 0$ была предложена аналитическая оценка плотности электронов позади ФВИ в виде

$$n_e = \frac{\epsilon_0}{e} \int_0^{|\mathbf{E}^+|} \alpha(E) dE,$$

в которой плотность электронов зависит только от интеграла коэффициента ионизации по всему спектру от 0 до $|\mathbf{E}^+|$. Здесь ϵ_0 и e – диэлектрическая постоянная и абсолютная величина заряда электрона соответственно. Хотя данную оценку нельзя применить непосредственно к рассматриваемому приближению локальной энергии, на качественном уровне роль коэффициента ионизации она показывает.

Толщина ФВИ (рис. 12, 13), с одной стороны, в каждом газе слабо зависит от применяемой модели вычислений (локального поля или энергии), а, с другой стороны, в несколько раз различается между газами. В пункте в) раздела 2.1 уже отмечалось со ссылками на опубликованные работы, что близкие друг другу профили и толщина ФВИ в азоте регистрируются не только в моделях сплошной среды, но также и в моделях более высокого порядка: гибридных и динамики частиц, даже при зарождении высокоэнергетичных электронов внутри и вблизи ФВИ. Таким образом, толщина ФВИ мало чувствительна к используемой модели вычислений. Но при близких величинах толщины ФВИ в разных моделях, профиль фронта в них все же не идентичен, что заметно в результатах упомянутых работ и на рис. 12, 13. Различия толщины ФВИ между газами не поддается точной аналитической оценке, но качественно может быть обосновано следующим образом: в [9] отмечалось, что в передней области ФВИ, где $|\mathbf{E}| \approx |\mathbf{E}^+|$, плотность электронов зависит от пространственной координаты z примерно как $n_e \propto \exp(z/l)$, где в приближении фиксированных величин транспортных коэффициентов

$$l = \sqrt{\frac{D_e(|\mathbf{E}^+|)}{\mu_e(|\mathbf{E}^+|)|\mathbf{E}^+|\alpha(|\mathbf{E}^+|)}},$$

а из рис. 1–5 можно оценить, что при $|\mathbf{E}^+|/n_0 \approx 900$ –950 Тд величина l в Ar в примерно в 2.3 раза меньше, чем в Ne, т.е. инкремент экспоненциального роста n_e в Ar значительно больше. Но, поскольку максимальная плотность электронов позади ФВИ в обоих газах различается менее чем в 2.1 раза, в Ar следует ожидать меньшую толщину

ФВИ, что качественно согласуется с результатами моделирования ФВИ на рис. 12, 13.

В разделе 3.1 предложены два безразмерных параметра, Q и S , выражающие отношения “эффективной” частоты столкновений электронов с атомами и частоты релаксации энергии электронов в столкновениях к частоте наведенных возмущений (обратной длительности ФВИ) в газе. Условие $Q, S \gg 1$, т.е. быстрая релаксация электронов по двум параметрам, является необходимым условием локальности процессов при выводе уравнений сплошной среды из кинетического уравнения Больцмана и от кратности превышения единицы этими параметрами зависит степень корректности модели. Результат численной оценки Q и S для двух газов в зависимости от $|E^+|/n_0$ на рис. 14, 15 показывает в первом приближении те области, в которых рассматриваемое приближение заведомо неприменимо. Так, формальные решения (2), по крайней мере в области $|E^+|/n_0 \geq 1500$ Тд, нельзя считать физически обоснованными, поскольку здесь уже $S < 5$. На рис. 14, 15 видно также, что параметр S резко снижается и в области $|E^+|/n_0 \leq 100$ Тд (примерно соответствующей $\epsilon < 8-10$ эВ), где $\sum_c k_c^*$ и $\sum_c k_c^* \epsilon_c^*$ крайне малы (рис. 6–9). Таким образом, диапазон применения модели ограничен параметрами Q и S как сверху, так и снизу. Более точно количественную оценку пограничных величин Q и S может предложить моделирование с учетом нелокальных эффектов. Если же границу определить условием $Q, S = 10$, то сверху для обоих газов она близка к $|E^+|/n_0 \approx 1180$ Тд (рис. 14, 15).

Здесь уместно упомянуть еще один безразмерный параметр $K = \Delta l_{\text{ФВИ}}/\lambda$, количественно оцененный для Ne в [25] и отмеченный во Введении. Наряду с Q и S , параметр K накладывает свое ограничение на диапазон применения модели.

Но ограничение диапазона $|E^+|/n_0$ по этому параметру оказалось менее строгим, чем по Q и S , и его можно не принимать во внимание.

Резюмируя, можно сказать следующее. Во-первых, модель сплошной среды в приближении локальной энергии для оценки динамики ФВИ принята нами как компромиссный, между точностью получаемых результатов и сложностью расчетов, подход к сравнительному анализу разных газов. Безразмерное представление ее уравнений (2) и решений предлагает удобную основу для сопоставления результатов разных работ с разными газами в единой шкале. Несомненно, что привлечение более развитых моделей к расчетам повысит точность результатов, если потребуется. Во-вторых, ионизационные и транспортные коэффициенты электронов в Ar и Ne удовлетворяют

условию локального равновесия, сохраняют физический смысл во всем диапазоне моделирования динамики ФВИ и поэтому их применение в модельных уравнениях (1) и (2) оправдано. В-третьих, сравнение решения (2) для ФВИ в Ne с полученными ранее в [12] по доступным для этого параметрам приводят к выводу, что принятая методика и алгоритм численного моделирования ФВИ, предложенные для этого аппроксимации и оценки необходимых коэффициентов показывают удовлетворительный результат моделирования. В-четвертых, на основе полученных решений для Ar и Ne оценены величины и зависимость от $|E^+|/n_0$ двух предложенных безразмерных параметров Q и S , характеризующих отношение скорости релаксации электронов к скорости наведенных внешним полем изменений. Требование $Q, S \gg 1$ является необходимым условием, ограничивающим область применения модели сплошной среды в приближении локальной энергии для моделирования динамики ФВИ стримера. В частности, применительно к Ar и Ne, $Q, S > 10$ при $|E^+|/n_0 \leq 1180$ Тд.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Применительно к развитию стримера в газах, проведена численная оценка характеристик ФВИ отрицательной полярности в Ne и Ar на основе 1D диффузионно-дрейфовых уравнений сплошной среды в приближении локальной энергии. Для этого система уравнений представлена в безразмерном виде, построены аппроксимации коэффициентов ударной ионизации газов, безразмерных подвижности и продольной компоненты тензора диффузии электронов аналитическими функциями в диапазоне вплоть до $|E^+|/n_0 = 10^{-4} - 5 \times 10^4$ Тд, основанные на известных экспериментальных и теоретических данных. Численным решением уравнений получены оценки плотности электронов позади фронта ионизации, скорости движения и толщины фронта в диапазоне $|E^+|/n_0 \leq 4 \times 10^3$ Тд. Оценкой двух безразмерных параметров, характеризующих необходимое условие медленности наведенных возмущений в газе по сравнению со скоростью релаксации электронов, показаны ограничения на диапазон применения уравнений сплошной среды в моделировании, обусловленные этими параметрами.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Schunk R.W. // Rev. Geophys. 1977. V. 15. P. 429.
2. Dhali S.K., Williams P.F. // J. Appl. Phys. 1987. V. 62. P. 4696.

3. *Vitello P.A., Penetrante B.M., Bardsley J.N.* // Phys. Rev. E. 1994. V. 49. P. 5574.
4. *Ebert U., van Saarloos W., Caroli C.* // Phys. Rev. E. 1997. V. 55. P. 1530.
5. *Kanzari Z., Yousfi M., Hamani A.* // J. Appl. Phys. 1998. V. 84. P. 4161.
6. *Li C., Ebert U., Hundsdorfer W.* // J. Comput. Phys. 2010. V. 229. P. 200.
7. *Li C., Teunissen J., Nool M., Hundsdorfer W., Ebert U.* // Plasma. Sources. Sci. Technol. 2012. V. 21. P. 055019.
8. *Ebert U., Montijn C., Briels T.M.P., Hundsdorfer W., Meulenbrock B., Rocco A., Veldhuisen E.M.* // Plasma. Sources. Sci. Technol. 2006. V. 15. P. S118.
9. *Li C., Brok W.J.M., Ebert U., Mullen J.J.A.M.* // J. Appl. Phys. 2007. V. 101. P. 123305.
10. *Li C., Ebert U., Brok W.J.M., Hundsdorfer W.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2008. V. 41. P. 032005.
11. *Dujko S., Markosyan A.H., White R.D., Ebert U.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2013. V. 46. P. 475202.
12. *Markosyan A.H., Teunissen J., Dujko S., Ebert U.* // Plasma. Sources. Sci. Technol. 2015. V. 24. P. 065002.
13. *Chanrion O., Bonaventura Z., Cinar D., Bourdon A., Neubert T.* // Environ. Res. Lett. 2014. V. 9. P. 055003.
14. *Chanrion O., Neubert T.* // J. Comput. Phys. 2008. V. 227. P. 7222.
15. *Ткачев А.Н., Яковленко С.И.* // Письма ЖЭТФ. 2003. Т. 77. № 5. С. 264.
16. *Ткачев А.Н., Феденев А.А., Яковленко С.И.* // КСФ. 2004. № 5. С. 8.
17. *Ткачев А.Н., Феденев А.А., Яковленко С.И.* // ЖТФ. 2007. Т. 77. № 6. С. 22.
18. *Saelee H.T., Lucas J.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 1977. V. 10. P. 343.
19. *Kucucarpaci H.N., Lucas J.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 1979. V. 12. P. 2123.
20. *Kucucarpaci H.N., Saelee H.T., Lucas J.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 1981. V. 14. P. 9.
21. *Kucucarpaci H.N., Lucas J.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 1981. V. 14. P. 2001.
22. *Sakai Y., Tagashira H., Sakamoto S.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 1977. V. 10. P. 1035.
23. *Tagashira H., Sakai Y., Sakamoto S.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 1977. V. 10. P. 1051.
24. *Hagelaar G.J.M., Pitchford I.C.* // Plasma. Sources. Sci. Technol. 2005. V. 14. P. 722.
25. *Trusov K.K.* // Plasma. Sources. Sci. Technol. 2018. V. 27. P. 095009.
26. *Трусов К.К.* // Физика плазмы. 2017. Т. 43. № 8. С. 703.
27. *Bagheri B., Teunissen J., Ebert U., Becker M.M., Chen S., Ducasse O., Eichwald O., Loffhagen D., Luque A., Mikhailova D., Plewa J.M., Dijk J., Yousfi M.* // Plasma. Sources. Sci. Technol. 2018. V. 27. P. 095002.
28. *Hoder T., Loffhagen D., Vorac J., Becker M.M., Brandenburg R.* // Plasma. Sources. Sci. Technol. 2016. V. 25. P. 025017.
29. *Ткачев А.Н., Яковленко С.И.* // Central. Europ. J. Phys. 2004. V. 2. P. 579.
30. *Ткачев А.Н., Яковленко С.И.* // Труды ИОФ РАН. 2007. Т. 63. С. 64.
31. *Li C., Ebert U., Hundsdorfer W.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2009. V. 42. P. 202003.
32. *Тарасенко В.Ф., Яковленко С.И.* // Труды ИОФ РАН. 2007. Т. 63. С. 7.
33. *Ткачев А.Н., Яковленко С.И.* // Труды ИОФ РАН. 2007. Т. 63. С. 102.
34. *Tarasenko V.F.* // Plasma. Sources. Sci. Technol. 2020. V. 29. P. 034001.
35. *Naidis G.V., Tarasenko V.F., Babaeva N.Y., Lomaev M.I.* // Plasma. Sources. Sci. Technol. 2018. V. 27. P. 013001.
36. *Loeb L.B.* Electrical coronas. Their basis physical mechanism. Berkeley, CA: University of California Press, 1965.
37. *Железняк М.Б., Мнацаканян А.К., Сизых С.В.* // Теплофизика высоких температур. 1982. Т. 20. С. 423.
38. *Kulikovskiy A.A.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2000. V. 33. P. L5.
39. *Nijdam S., Wetering F.M.J.H., Blanc R., Veldhuizen E.M., Ebert U.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2010. V. 43. P. 145204.
40. *Wormeester G., Pancheshnyi S., Luque A., Nijdam S., Ebert U.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2010. V. 43. P. 505201.
41. *Brisset A., Gazeli K., Magne L., Pasquiers S., Jeanney P., Marode E., Tardiveau P.* // Plasma. Sources. Sci. Technol. 2019. V. 28. P. 055016.
42. *Nijdam S., Wormeester G., Veldhuizen E.M., Ebert U.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2011. V. 44. P. 455201.
43. *Dutton J.* // J. Phys. Chem. Ref. Data. 1975. V. 4. P. 577.
44. *Григорьев И.С., Мейлихов Е.З.* Физические величины. Справочник. М.: Энергоатомиздат, 1991.
45. *Meek J.M., Craggs J.D.* Electrical breakdown of gases. Oxford: Clarendon Press, 1953.
46. *Ward A.L.* // J. Appl. Phys. 1962. V. 33. P. 2789.
47. *Райзер Ю.П.* Физика газового разряда. М.: Наука, 1992.
48. *Королев Ю.Д., Месяц Г.А.* Физика импульсного пробоя газов. М.: Наука, 1991.
49. *Трусов К.К.* // Физика плазмы. 2008. Т. 34. С. 374.
50. *Лисовский В.А.* // Письма ЖТФ. 1998. Т. 24. С. 49.
51. *Aleksandrov N.L., Kochetov I.V.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 1996. V. 29. P. 1476.
52. *Opal C.B., Peterson W.K., Beaty E.C.* // J. Chem. Phys. 1971. V. 55. P. 4100.
53. *Robson R.E., White R.D., Petrovic Z.Lj.* // Rev. Mod. Phys. 2005. V. 77. P. 1303.
54. *White R.D., Robson R.E., Dujko S., Nicolotopoulos P., Li B.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2009. V. 42. P. 194001.
55. *Phelps A.V., Pitchford* // Phys. Rev. A. 1985. V. 31. P. 2932.
56. *Becker M.M., Loffhagen D.* // Adv. Pure Math. 2013. V. 3. P. 343.

ВЫСОКОЧАСТОТНЫЙ РАЗРЯД СО СТРУЙНЫМ ЭЛЕКТРОЛИТИЧЕСКИМ ЭЛЕКТРОДОМ

© 2022 г. Ал. Ф. Гайсин^{а,*}, Ф. М. Гайсин^а, В. С. Желтухин^а, Э. Е. Сон^б

^а Казанский национальный исследовательский технический университет им. А.Н. Туполева – КАИ, Казань, Россия

^б Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия

*e-mail: almaz87@mail.ru

Поступила в редакцию 20.05.2021 г.

После доработки 20.07.2021 г.

Принята к публикации 22.08.2021 г.

Исследован ВЧ-разряд ($f = 13.56$ МГц), генерируемый между струйным электролитическим (3% раствор сульфата аммония в очищенной воде) и металлическим (медная пластина марки М1) электродами в диапазоне давлений $p = 10^5 - 3 \times 10^4$ Па. Зажигание высокочастотного (ВЧ) разряда осуществлялось путем подачи струи электролита на поверхность медной пластины в разрядной камере. Рассмотрены типы и формы, генерируемых в межэлектродном промежутке плазменных структур и их взаимные переходы при изменении напряжения. Описаны гидрогазодинамические процессы в зоне горения ВЧ-разряда, в том числе оптически неоднородные газовые потоки, возмущения струйного электрода и образование капель. Рассмотрены термограммы поверхности струйного и металлического электродов в условиях горения ВЧ-разряда. С помощью эмиссионной спектроскопии исследован состав плазмы, концентрация электронов и температура тяжелой компоненты.

Ключевые слова: газоразрядная плазма, плазменно-жидкостные системы, ВЧ-разряд, электролиты, эмиссионная спектроскопия, Шлирен-метод (метод Теплера), термограммы, высокоскоростная съемка

DOI: 10.31857/S0367292122010061

1. ВВЕДЕНИЕ

Газоразрядная плазма с жидкими (неметаллическим) электродами представляет собой быстро развивающуюся междисциплинарную область исследований, включающую в себя науку о плазме, гидрогазодинамике, тепломассопереносе, многофазной химии и фотолитизе [1]. В отличие от разрядов между твердыми электродами (тлеющий, дуговой, искровой, коронный и др.) [2], разряды в плазменно-жидкостных системах генерируются постоянным или переменным током в межэлектродном промежутке, где один или оба электрода являются проточной или непроточной жидкостью [3]. В качестве жидкого электрода, как правило, применяются растворы солей различных концентраций в технической, дистиллированной или водопроводной воде. Для устранения флуктуаций при проведении эксперимента, обусловленных составом водопроводной воды, ее подвергают предварительной очистке. Зажигание разряда в плазменно-жидкостных системах осуществляется при различных типах и конфигурациях электродов в газоразрядной камере. Исследования разряда со струйными электродами осу-

ществляют при струйном, струйно-капельном и капельном режимах течения электролита.

Большой интерес к низкотемпературной плазме разрядов плазменно-жидкостных систем связан с их успешным применением для обработки поверхности изделий [4–7], получения наночастиц [8–10], нанесения функциональных покрытий [11, 12], оценки содержания частиц в жидкости [13, 14], реакторов плазмы [15, 16], производства мелкодисперсных порошков, применяемых в аддитивных технологиях [17], очистки воды и воздуха [18]. Широкое разнообразие применений таких разрядов связано с большим количеством возможных конфигураций разрядных камер, режимов и параметров зажигания и горения разряда, а также с едиными плазмохимическими процессами, связанными с переносом вещества и зарядом на границе раздела фаз [19, 20].

Сакияма и др. [21] обнаружили, что в физико-химических процессах, протекающих в плазменно-жидкостных системах, насчитываются более 50 заряженных и нейтральных атомных и молекулярных частиц, которые вступают в реакции друг с другом и влияют на баланс энергии в разряде.

В работах [22–24] исследованы электрические разряды постоянного тока с жидкими электродами при атмосферном давлении. Установлено, что разряд устойчиво горит в воздухе при атмосферном давлении в диффузной (объемной) форме в межэлектродном зазоре 4–10 мм при питании постоянным током 40–100 мА и при плотности тока $\sim 10^4$ А/м². Выявлено, что разряд разделяется на две приэлектродные области и практически однородный столб. Установлено, что разряд генерирует существенно неравновесную плазму: температура газа ≈ 2000 К в столбе разряда, температура (средняя энергия) электронов ≈ 4500 К, а их средняя концентрация $\approx 10^{18}$ м⁻³.

В работе [25] применены методы оптической эмиссионной спектроскопии для диагностики параметров плазмы с жидкими электродами. Выявлено сильное излучение ОН- (А-Х) и водородных линий при контакте плазмы с жидкостью. По двум водородным линиям H_{α} и H_{β} определена концентрация электронов в диапазоне 10^{21} – 10^{23} м⁻³.

В статье [26] исследованы процессы электрического разрушения и деформации поверхности воды между металлическим и жидким электродами для малых межэлектродных расстояний (2–12 мм). Представлены расчеты деформации поверхности воды в зависимости от приложенного напряжения и начального межэлектродного интервала. Результаты расчетов сравниваются с измерениями высоты воды. Для расстояний меньше 7 мм расчетный предел устойчивости поверхности воды соответствует экспериментально полученному пробивному напряжению. При разрушении поверхность воды имеет конусообразную форму Тейлора. При межэлектродном расстоянии 7 мм и больше пробивное напряжение значительно ниже предела стабильности воды, проводящий канал при пробое образуется между электродным штифтом и статической поверхностью воды.

Изучалось [27] влияние проводимости воды на электрораспыление воды в сочетании с коронным разрядом, создаваемым в воздухе. Авторы использовали геометрию электродов “точка–плоскость” с анодом в виде полый иглы шприца, противоположной катоду металлической сетки. В зависимости от проводимости наблюдались различные струи: заостренные, удлиненные и быстро расширяющиеся водные нити для более низкой проводимости; в отличие от круглых, более широких и коротких быстро распадающихся нитей для более высокой проводимости.

Анализ опубликованных работ показывает, что плазменно-жидкостные системы исследуются на протяжении длительного времени, однако количество “белых пятен” в этой области науки все еще велико. Например, до сих пор мало ис-

следованными являются разряды ВЧ-тока с жидкими электродами [29], тогда как научные основы ВЧ-разрядов с твердыми электродами подробно изложены в известных работах Ю.П. Райзера, М.Н. Шнейдера, Н.А. Яценко и др. [2, 28].

Целью данной работы является исследование свойств ВЧ-разряда, зажигаемого между струйным электролитическим и металлическим электродами. Результаты научной работы могут быть использованы как для разработки математических моделей ВЧ-разрядов с жидкими электродами, так и для инженерных методов расчета плазменных установок.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ

На рис. 1 представлена функциональная схема экспериментальной установки с газоразрядной камерой для зажигания и поддержания ВЧ-разряда в рассматриваемой конфигурации электродов. Исследование ВЧ-разряда осуществлялось при устанавливаемых параметрах: напряжения $U = 0.1$ – 5 кВ, давления $p = 10^5$ – 10^4 Па, скорости течения струи $v_c = 0.05$ – 0.6 м/с, длины струи $l_c = 7$ – 30 мм, диаметра струи $d_c = 7$ – 30 мм, в качестве металлического электрода применялась медная пластина марки М1 с диаметром $d_t = 3$ – 10 мм, в качестве электролита применялся 3% раствор сульфата аммония в очищенной водопроводной воде.

Процесс зажигания ВЧ-разряда в газоразрядной камере (рис. 1б) заключается в том, что на поверхность медного электрода 10 подается струя электролита 9 из диэлектрической трубки 8. Предварительно в диэлектрическую трубку 8 помещается металлический электрод 7 для подачи потенциала в струю электролита 9. После подачи потенциала на электроды разряд формируется вдоль струи электролита 9 и на границе раздела сред между медной пластиной 10 и струей электролита 9, далее жидкость стекает в электролитическую ячейку 12 с электролитом 11. Для контроля температуры раствора электролита в ванне предусмотрен термостат. Термостатирование электролита осуществлялось с помощью циркуляционного охладителя рефрижераторного типа. Обновление электролита в ванне осуществлялось с помощью системы подачи и откачки электролита. Для очищения раствора от примесей в системе предусмотрен фильтр грубой очистки. Удаление паров электролита из зоны исследования разряда осуществлялось с помощью стационарной вытяжки и вентилятора.

Струя электролита подавалась из электролитической ячейки со свободной поверхностью, поток является безнапорным. Скорость струи регулировалась с помощью краника и рассчитывалась

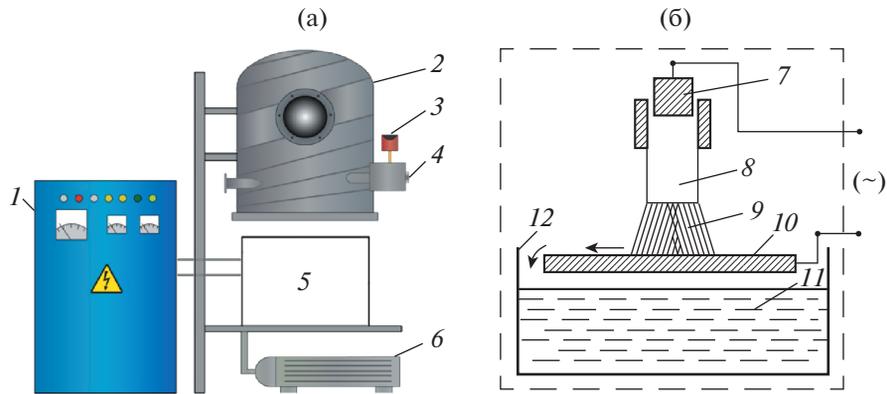


Рис. 1. Схема (а) – экспериментальной установки и (б) – газоразрядной камеры: 1 – ВЧ-генератор; 2 – вакуумная камера; 3 – вакуумметр; 4 – клапан для подачи воздуха в камеру; 5 – рабочая зона с газоразрядной камерой; 6 – вакуумный насос; где: 7 – металлический электрод для подачи потенциала в струю электролита; 8 – диэлектрическая трубка для подачи струи электролита; 9 – струя электролита; 10 – медный электрод; 11 – электролит; 12 – электролитическая ванна.

по формуле $v_c = G/\rho S = G/\rho\pi(d/2)^2$, где G – расход электролита, S – площадь сечения и ρ – плотность жидкости. Для изменения диаметра струи d_c использовались диэлектрические трубки различного наименования.

Вакуумная система экспериментальной установки состоит из вакуумной камеры, вакуумного насоса марки “2НВР5ДМ” и вакуумметра марки ВТИ 1218 класса точности 0.6. Вакуумная камера цилиндрической формы объемом 0.12 м³ изготовлена из стали, размеры рабочей зоны 500 × 640 мм. Вакуумная камера имеет два иллюминатора из оптического стекла. Вакуумная камера подключена к системе откачки, измерения и регулирования давления через вакуумные фланцы. На плите вакуумной камеры расположены электрические разъемы для подключения электродов к ВЧ-генератору.

В качестве источников питания применялся ВЧ-генератор марки “ВЧГ8-60/13” с рабочей частотой 13.56 МГц. Так же на плите имеются дополнительные разъемы для подключения диагностического оборудования. Рабочее давление в вакуумной камере регулируется изменением скорости откачки и натекателем для нагнетания воздуха. Вакуумная камера поднималась и опускалась с помощью гидравлического привода.

Решение указанных в работе задач достигается применением современного диагностического оборудования, методов и подходов исследований:

1. Видеосъемка динамики протекающих в зоне горения ВЧ-разряда процессов, а также образующихся при этом плазменных структур осуществлялась с помощью высокоскоростной видеокамеры марки “Casio EX-F1”. Ввиду высокой динамичности протекающих в зоне горения разряда процессов скорость съемки была выбрана 1200 и

600 кадров в секунду. Камера устанавливалась на штатив на расстояние 300 мм от зоны горения разряда, которая передавала получаемую информацию на ЭВМ с оператором. Обработка полученных данных проводилась на персональном компьютере с установленным программным обеспечением “HX Link” и “Movavi Video Editor 14 Plus” [30]. Дополнительное детальное исследование плазменных структур на поверхности жидкого и металлического электродов осуществлялось одновременно с помощью микроскопа “СП-52”.

2. Пространственная визуализация газогидродинамических процессов в зоне горения ВЧ-разряда осуществлялась на установке, реализующей Шлирен-метод (Метод Теплера). Преимуществом данного метода является возможность визуализировать наиболее слабые оптические неоднородности.

3. Излучение плазмы ВЧ-разряда анализировалось методом эмиссионной спектроскопии на оптико-волоконном спектрометре марки “PLASUS EC 150201 MC”. Регистрация излучения разряда осуществлялась с помощью коллиматора для фиксации световых лучей в диапазоне длин волн от 195–1105 нм. Коллиматор подводился к зоне горения разряда на расстояние 100–200 мм. Калибровка аппаратной функции системы проводилась снятием светового излучения от лампы марки “СИРШ 6-100”. За аппаратную ширину взята ширина минимальных, одиночных и самых узких линий спектра, которая оказалась равной $\Delta\lambda_g = 1$ нм. Исследуемое излучение собиралось со всего объема формируемого разряда, поэтому оценка состава и компонентов плазмы выполнена без привязки к определенной точке на разряде. Анализ полученных данных осуществлялся при помощи сопоставления исследуемого

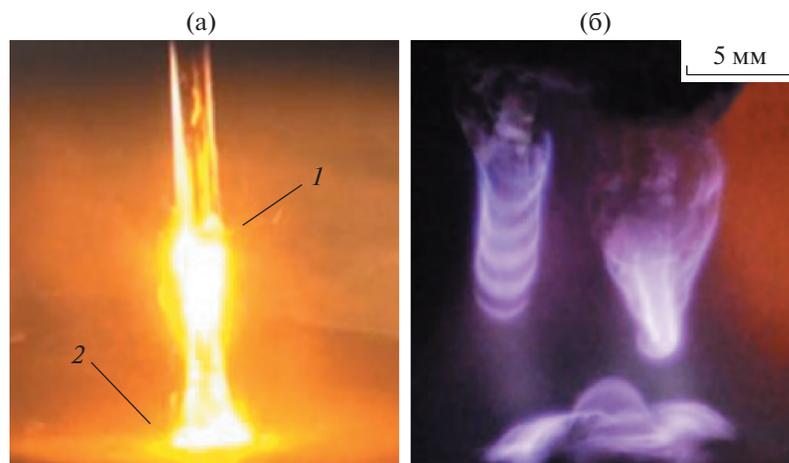


Рис. 2. Фотографии горения ВЧ-разряда между струйным электролитическим и металлическим электродами при атмосферном (а) и пониженном давлениях (б), где 1 – зона распада струи; 2 – область контакта струи с поверхностью металлического электрода.

спектра с базой данных национального института стандартов и технологий (NIST, США). Определение значений колебательной и вращательной температур тяжелой компоненты плазмы проводилось путем сравнения экспериментально зарегистрированного молекулярного спектра с расчетной моделью в программе “LIFBASE” [31] и в программе “SPECAR 2.2.0.0” [32].

4. Для анализа распределения температуры исследуемой поверхности металлического и электролитического электродов в процессе горения ВЧ-разряда использовалась тепловизионная камера марки “FLIRA6500SC” с пространственным разрешением детектора 640×512 пикселей при рабочем спектральном диапазоне 3.6–4.9 мкм. Тепловизор обеспечивал фиксирование температуры поверхности электродов в калиброванном диапазоне от 4–2400°C. Для калибровки тепловизионной камеры использовался многоволновый пирометр. Применение пирометра было обусловлено тем, что при горении разряда могут образовываться оксидная пленка и окалина, которые могут приводить к погрешностям измеряемой температуры. Обработка полученных значений проводилась на ЭВМ с программным обеспечением “ALTAIR v5.91.010”.

5. Исследования колебаний тока и напряжения разряда ВЧ-тока производились цифровым осциллографом марки “АКТАКОМ АСК-2067” с делителем напряжения высокой частоты марки “Электроника Р6015А”.

3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Исследование инициирования ВЧ-разряда при атмосферном давлении контактным методом струйного электролитического электрода с по-

верхностью медной пластины показало, что при подаче напряжения в диапазоне от 100 до 1000 В на границе протекает процесс испарения электролита с образованием паровоздушных пузырей различного диаметра. Протекающий в цепи ток запускает процессы джоулевого тепловыделения с поверхности медной пластины и физико-химического выделения растворенных веществ из электролита, что характерно для электролиза. Протекание процесса электролиза определяется переносом электрического тока в жидкости и условиями рекомбинации присутствующих в растворе ионов электролита. Изменяя состав, концентрацию и температуру электролита, можно изменять протекание электродных процессов в желательном направлении. В то же время пробоя не наблюдается, так как вкладываемая в разряд мощность остается недостаточной для ионизации паровоздушной среды и инициализации электронной лавины. Из анализа осциллограмм следует, что при холостом ходе величина тока соответствует 12–14 А.

При увеличении напряжения от 1000 до 2500 В интенсивность протекающих в межэлектродном промежутке процессов увеличивается, а раствор на поверхности металлического электрода начинает кипеть. В объеме электролита возникает граница разделения фаз с образованием на поверхности медной пластины паровоздушной оболочки. В некоторый момент времени напряженность электрического поля достигает значений, достаточных для пробоя газового промежутка между электродами. В результате пробоя на границе раздела сред образуются микроразряды в виде импульсов тока амплитудой от 12 до 16 А.

С повышением напряжения с 2.5 до 4 кВ разряд переходит в устойчивый режим горения, при

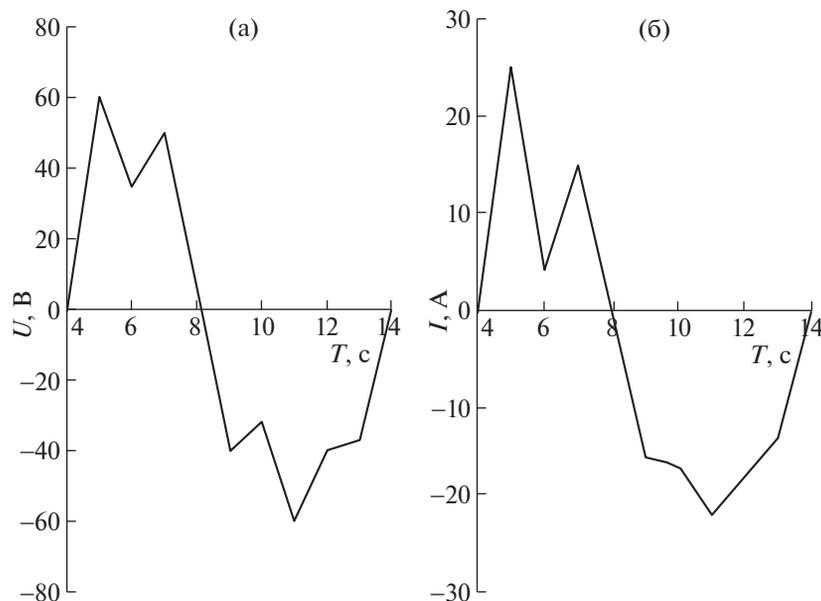


Рис. 3. Осциллограмма одного колебания напряжения (а) и тока (б) электрического разряда ВЧ-тока между жидким и медным электродами.

этом ток увеличивается до 18–25 А. Микроархивы формируются в форме усеченных конусов желтого цвета, вершины которых опираются на поверхность падающей капли, а основания — на поверхность медного электрода (рис. 2а). Установлено, что разряд преимущественно формируется в двух зонах струи: 1 — в зоне распада струи; 2 — в области контакта струи с поверхностью металлического электрода. Дальнейший рост прикладываемого напряжения до 5 кВ и более ведет к пробоем между проводящей пластиной в электролитической ванне 7 и медной пластиной 10 с образованием дуги и чрезмерной нагрузки на лампу ВЧ-генератора.

При понижении давления в вакуумной камере до 10^4 Па горение ВЧ-разряда характеризуется большей интенсивностью, меньшим напряжением пробоя и образованием кольцевых и полукольцевых плазменных структур вдоль струйного электрода (рис. 2б).

Анализ колебаний напряжения и тока ВЧ-разряда показал, что колебания на заземленном электроде проходят с двумя пульсациями тока и напряжения, в то время как колебания на нагруженном электроде с тремя пульсациями тока и напряжения (рис. 3).

На установке реализующей шпирен-метод проведена пространственная визуализация гидрогазодинамических процессов в зоне горения ВЧ-разряда между струйным электролитическим и медным электродами при атмосферном давлении (рис. 4). Установлено, что при подаче струи на медный электрод возникает пробой с горением

ВЧ-разряда. В зоне горения ВЧ-разряда наблюдается область интенсивного перемешивания жидкости, газа и плазмы. Данный процесс сопровождается интенсивным испарением электролита, образованием капель и выделением конвективных парогазовых потоков, где темные области соответствуют скачку уплотнения, а светлые — разрежению.

С помощью тепловизора проведено исследование области горения ВЧ-разряда между струй-

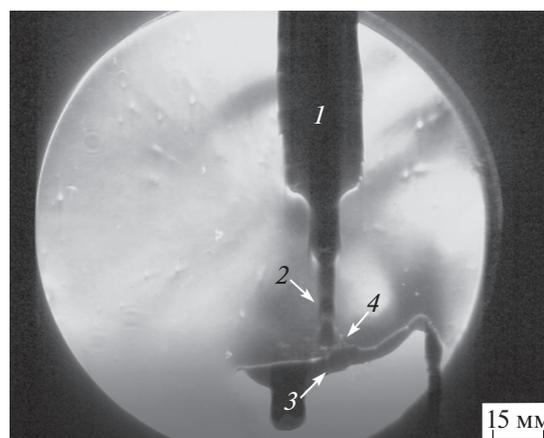


Рис. 4. Шпирен-изображение гидрогазодинамических процессов в зоне горения ВЧ-разряда между струйным электролитическим и медным электродами, 1 — диэлектрическая трубка для подачи струи электролита; 2 — струя электролита; 3 — медный электрод; 4 — зона горения электрического разряда.

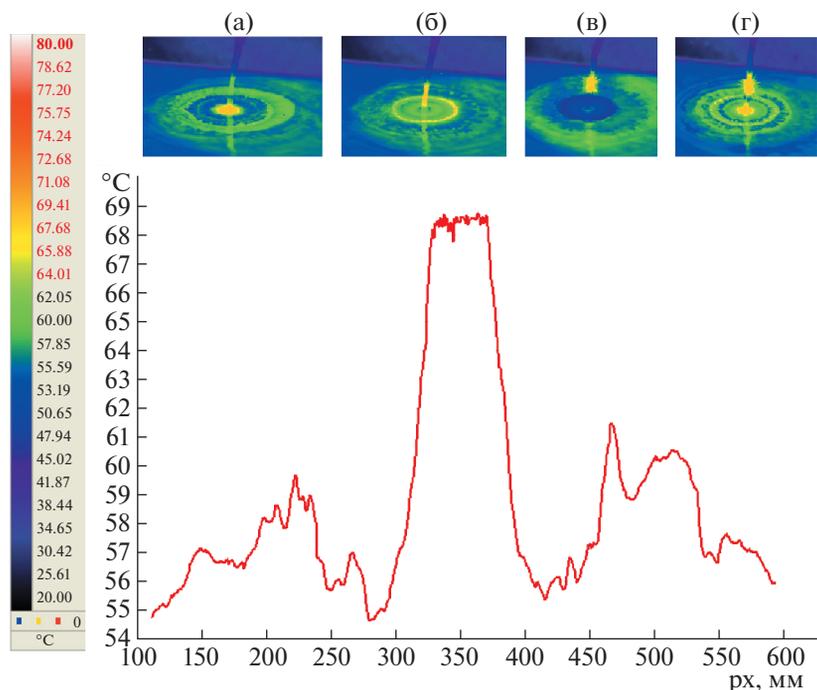


Рис. 5. Термограмма поверхности медной пластины в зоне горения ВЧ-разряда со струйным электролитическим электродом, где (а) – до пробоя; (б) – сужение струи; (в–г) – пробой и горение разряда.

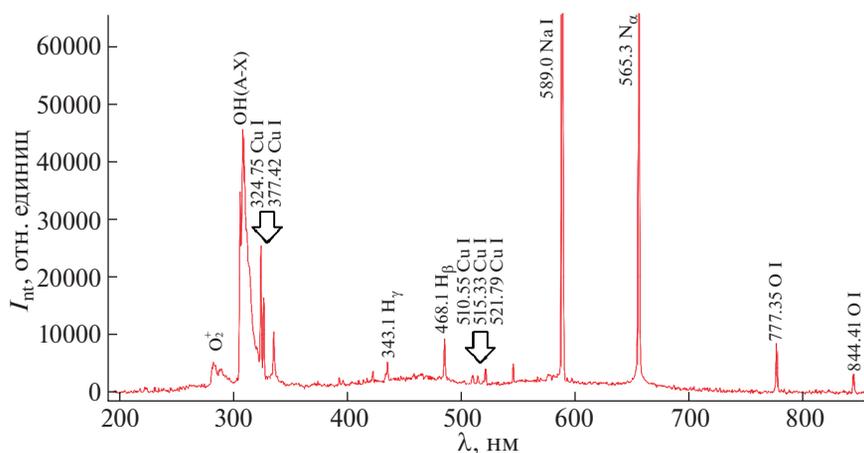


Рис. 6. Исследуемый спектр с отождествленными спектральными линиями.

ным электролитическим и медным электродами при атмосферном давлении (рис. 5). Исходя из анализа термограмм следует, что температура электролита на поверхности медного электрода в зоне горения разряда достигает $\sim 69^\circ\text{C}$, далее температура электролита циклично меняется, что связано с периодическим прохождением объёмов горячей и холодной жидкости.

Анализ спектров плазмы ВЧ-разряда показал, что в наблюдаемом участке присутствуют различные элементы: атомы водорода H I, натрия Na I,

меди Cu I, кислорода O I, молекулярные ионы кислорода O_2^+ и гидроксил OH (A-X) (рис. 6). Оценка концентрации электронов в плазме разряда ВЧ-тока проводилась по анализу контуров водородной линии H_β . Определена ширина фойгтовского контура водородной линии H_β , которая на её полувысоте соответствует $\Delta\lambda_f = 1.25$ нм. Лоренцевская составляющая регистрируемой линии, с учётом аппаратного уширения в предположении фойгтовского контура, равна $\Delta\lambda_L = 0.43$ нм. Величина $\Delta\lambda_L$, обусловленная линей-

ным штарк-эффектом, соответствует концентрации электронов $n_e = 3.06 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$.

Используемые для оценок методы определения температуры электронов предполагают наличие в плазме состояния локального термодинамического равновесия. Определение температуры электронов по приведенным выше спектрам затруднено, так как недостаточно данных по атомарным (и) или ионным линиям. Колебательная T_v и вращательная температуры T_r определялись для молекулярной полосы ОН (А-Х). Наилучшее совпадение для молекулярной полосы ОН (А-Х) получилось при температурах в диапазонах $T_v = 3450\text{—}3570 \text{ К}$ и $T_r = 4680\text{—}4870 \text{ К}$.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате экспериментальных и теоретических исследований ВЧ-разряда ($f = 1356 \text{ МГц}$) между струйным электролитическим и металлическим электродами в широком диапазоне давлений установлено, что в наблюдаемом участке плазмы присутствуют различные элементы: атомы водорода H I, натрия Na I, меди Cu I, кислорода O I, молекулярные ионы кислорода O_2^+ и гидроксил ОН (А-Х). Концентрация электронов, полученная по анализу водородных линий серии Бальмера, равна $n_e = 3.06 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Путем сравнения молекулярного спектра с модельным для полосы ОН (А-Х) получены вращательная температура $T_v = 3450\text{—}3570 \text{ К}$ и колебательная температура $T_r = 4680\text{—}4870 \text{ К}$.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Исследование выполнено в рамках выполнения государственного задания № 075-03-2020-051/6 от 06.11.2020 г.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Bruggeman P.J., Kushner M.J., Locke B.R., Gardeniers J.G.E., Graham W.G., Graves D.B., Hofman-Caris R.C.H.M., Maric D., Reid J.P., Ceriani E., Fernandez Rivas D., Foster J.E. Garrick S.C., Gorbanev Y., Hamaguchi S., Iza F., Jablonowski H., Klimova E., Kolb J., Krma F., Lukes P., Machala Z., Marinov I., Mariotti D., Mededovic Thagard S., Minakata D., Neyts E.C., Pawlat J., Petrovic Z.Lj., Pflieger R., Reuter S., Schram D.C., Schröter S., Shiraiwa M., Tarabova B., Tsai P.A., Verlet J.R.R., T von Woedtke, Wilson K.R., Yasui K., Zvereva G. // *Plasma Sources Sci. Technol.* 2016. V. 25. P. 053002. <https://doi.org/10.1088/0963-0252/25/5/053002>
2. Raizer Y.P., Allen J.E. *Gas Discharge Physics* / Berlin: Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 1991. V. 1. P. 449.
3. Kashapov N., Kashapov R., Kashapov L. // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2018. V. 51. P. 494003. <https://doi.org/10.1088/1361-6463/aae334>
4. Meletis E.I., Nie X., Wang F.L., Jiang J.C. // *Surf. Coat. Technol.* 2002. V. 150. P. 246. [https://doi.org/10.1016/S0257-8972\(01\)01521-3](https://doi.org/10.1016/S0257-8972(01)01521-3)
5. Ishijima T., Nosaka K., Tanaka Y., Uesugi Y., Goto Y., Horibe H. // *Appl. Phys. Lett.* 2013. V. 103. P. 142101. <https://doi.org/10.1063/1.4823530>
6. Gaysin A.F. // *Inorganic Materials: Applied Research.* 2017. V. 8. P. 392. <https://doi.org/10.1134/S207511331703008X>
7. Gaysin A.F., Gil'mutdinov A.K., Mirkhanov D.N. // *Metal Science and Heat Treatment.* 2018. V. 60. P. 128. <https://doi.org/10.1007/s11041-018-0250-1>
8. Wüthrich R., Allagui A. // *Electrochim. Acta.* 2010. V. 55. P. 8189. <https://doi.org/10.1016/j.electacta.2010.01.096>
9. Abdul K.T., Kaliani A. // *Ionics.* 2012. V. 18. P. 315.
10. Saito G., Hosokai S., Tsubota M., Akiyama T. // *J. Appl. Phys.* 2011. J. Appl. Phys. V. 110. P. 023302. <https://doi.org/10.1007/s11090-011-9313-4>
11. Paulmier T., Bell J.M., Fredericks P.M. // *Thin Solid Films.* 2007. V. 515. P. 2926. <https://doi.org/10.1016/j.tsf.2006.08.027>
12. Quan C., He Y. // *Surf. Coat.* 2015. V. 269. P. 319.
13. Mezei P., Czerfalvi T., Janossy M. // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 1998. V. 31. L41.
14. Smoluch M., Mielczarek P., Silberring J. // *Mass Spectrom. Rev.* 2016. V. 35. P. 22. <https://doi.org/10.1002/mas.21460>
15. Becker K.H., Schoenbach K.H., Eden J.G. // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2006. V. 39. R55. <https://doi.org/10.1088/0022-3727/39/3/R01>
16. Gao S.Z., Ma D., Lu Q., Li Y., Li X., Yang W. // *Plasma Chem. Plasma Process.* 2010. V. 30. P. 873. <https://doi.org/10.1007/s11090-010-9251-6>
17. Kashapov R., Kashapov L., Kashapov N. // *J. Phys: Conf. Ser.* 2017. V. 927. P. 012086. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/927/1/012086>
18. Son E.E., Sadriev R.Sh., Gaisin A.F., Bagautdinova L.N., Gaisin F.M., Shakirova E.F., Akhatov M.F., Gaisin Az.F., Kayumov R.R. // *High Temperature.* 2014. V. 52. P. 939. <https://doi.org/10.1134/S0018151X14060169>
19. Bruggeman P., Christophe L. // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2009. V. 42. P. 053001. <https://doi.org/10.1088/0022-3727/42/5/053001>
20. Samukawa S., Hori M., Rauf S., Tachibana K., Bruggeman P., Kroesen G., Whitehead J.C., Murphy A., Gutsol A., Starikovskaia S. // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2012. V. 45. P. 253001. <https://doi.org/10.1088/0022-3727/45/25/253001>
21. Sakiyama Y., Graves D.B., Chang H.W., Shimizu T., Morfill G. // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2012. V. 45. P. 425201. <https://doi.org/10.1088/0022-3727/45/42/425201>
22. Andre P., Barinov Y., Faure G., Shkol'nik S.M. // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2011. V. 44. P. 375203. <https://doi.org/10.1088/0022-3727/44/37/375203>

23. *Andre P., Barinov Y., Faure G., Shkol'nik S.M.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2011. V. 44. P. 375202. <https://doi.org/10.1088/0022-3727/44/37/375202>
24. *Gaisin A.F., Kuputdinova A.I., Mukhametov R.A., Kashapov N.F.* // Technical Physics. 2018. T. 63. № 5. P. 695.
25. *Bruggeman P., Verreycken T., Manuel G., Walsh J.L., Kong M.G., Leys C., Schram D.C.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2010. V. 43. P. 124005. <https://doi.org/10.1088/0022-3727/43/12/124005>
26. *Bruggeman P., Leigh G.L., Degroote J.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2007. V. 40 P. 4779. <https://doi.org/10.1088/0022-3727/40/16/007>
27. *Pongr Br., Hyun-Ha Kim, Negishi N., Machala Z.* // The Europ. Phys. J. D. 2014. V. 68. P. 224. Doi: <https://doi.org/10.1140/epjd/e2014-50052-4>
28. *Raizer Yu.P., Shneider M.N., Yatsenko N.A.* // Radio-Frequency Capacitive Discharges. New York: CRC Press, Boca Raton, 1995. P. 304.
29. *Gaisin A.F., Son E.E., Petryakov S.Yu.* // Plasma Physics Reports. 2017. V. 43. P. 741. <https://doi.org/10.1134/S1063780X17070054>
30. <https://www.movavi.ru/>
31. <https://lifbase.software.informer.com/2.0/>
32. <http://spectralfit.com/>

УДК 533.9

ОСНОВНЫЕ ТЕНДЕНЦИИ И РЕЗУЛЬТАТЫ В ОБЛАСТИ ФИЗИКИ ПЛАЗМЫ В РОССИИ (ПО МАТЕРИАЛАМ XLVIII МЕЖДУНАРОДНОЙ (ЗВЕНИГОРОДСКОЙ) КОНФЕРЕНЦИИ ПО ФИЗИКЕ ПЛАЗМЫ И УТС, МАРТ 2020 г.)

© 2022 г. И. А. Гришина^{a, *}, В. А. Иванов^{a, b}

^a Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия

^b Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ, Москва, Россия

*e-mail: grishina@fpl.gpi.ru

Поступила в редакцию 25.06.2021 г.

После доработки 20.07.2021 г.

Принята к публикации 20.07.2021 г.

Дан обзор новых наиболее интересных результатов, представленных на ежегодной XLVIII Международной Звенигородской конференции по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу, состоявшейся с 15 по 19 марта 2021 года в режиме онлайн. Проведен анализ развития и достижений основных направлений исследований в области физики плазмы в России и их сравнение с работами за рубежом.

Ключевые слова: физика плазмы, термоядерный синтез, плазменные и лучевые технологии, международный проект ИТЭР, конференция, результаты

DOI: 10.31857/S0367292122010073

ВВЕДЕНИЕ

XLVIII Международная (Звенигородская) конференция по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу (УТС) состоялась в режиме онлайн с 15 по 19 марта 2021 года.

На конференции был представлен 201 научный доклад из 56 российских и 11 иностранных научных центров, ведущих исследования по физике плазмы, управляемому термоядерному синтезу, плазменным и лучевым технологиям. Общее количество зарегистрированных авторов докладов составило более 650 человек.

На конференции были представлены доклады по пяти важнейшим направлениям физики плазмы:

1. Магнитное удержание высокотемпературной плазмы.
2. Инерциальный термоядерный синтез.
3. Физические процессы в низкотемпературной плазме.
4. Физические основы плазменных и лучевых технологий.
5. Проект ИТЭР: шаг в энергетику будущего.

На конференции состоялись пять пленарных заседаний, на которых было заслушано 16 обзорных докладов о результатах отечественных и мировых исследований по актуальным направле-

ниям физики плазмы, термоядерного синтеза, плазменным и лучевым технологиям, и по международному проекту ИТЭР (ITER – International Toroidal Experimental Reactor). Этим же направлениям исследований была посвящена работа соответствующих секций конференции, на которых обсуждались 185 устных докладов. В связи с пандемией COVID-19 конференция проходила дистанционно, и все доклады представлялись устно.

ПЛЕНАРНЫЕ ДОКЛАДЫ

В обзорных докладах, которые были представлены на пленарных заседаниях конференции, подводились итоги фундаментальных и прикладных исследований, выполненных за последний год в области физики высокотемпературной плазмы, управляемого термоядерного синтеза, низкотемпературной плазмы, физических основ плазменных и лучевых технологий, а также докладывались результаты работ, выполненных российскими участниками международного проекта ИТЭР. Были также представлены доклады по смежным с физикой плазмы научно-техническим проблемам.

29 ноября 2020 года скоропостижно ушел из жизни выдающийся физик академик Владимир Евгеньевич Фортов (1946–2020). Участники конференции почтили его память. Доклад, посвя-

щенный памяти В.Е. Фортова, сделал академик Э.Е. Сон (ОИВТ РАН). Владимир Евгеньевич занимался очень интересной областью теплофизики – экстремальными состояниями вещества и физикой мощных ударных волн и получил в ней выдающиеся результаты. Он прошел путь от заведующего отделом Института высоких температур АН СССР до директора ОИВТ РАН (2007–2018) и Президента Российской академии наук (2013–2018). Успешной была работа В.Е. Фортова в проекте “ВЕГА” по изучению кометы Галлея, когда под его руководством была спроектирована система защиты космического аппарата от высокоскоростных ударов метеоритов. В 1992 г. им был создан Научно-исследовательский центр теплофизики импульсных воздействий (НИЦТИВ ИВТ АН СССР), специализирующийся на исследованиях концентрированных потоков энергии, на разработке ускорителей типа рельсотронов, на решении уравнений состояния плотной плазмы, и физике гиперсверхзвуковых ударов и взрывов. Выдающийся вклад академика В.Е. Фортова в развитие фундаментальной и прикладной науки, способствовавший росту научного и оборонного потенциала страны, высоко оценен нашим государством и научной общественностью.

23 ноября 2020 на 78-м году жизни скоропостижно ушел из жизни замечательный физик и человек, заведующий кафедрой физики плазмы НИЯУ МИФИ профессор Валерий Александрович Курнаев (1942–2020). Доклад, посвященный памяти В.А. Курнаева, был сделан Ю.М. Гаспаряном (НИЯУ МИФИ). Отмечалось, что в течение всей своей научной карьеры Валерий Александрович активно занимался проблемой управляемого термоядерного синтеза. Его первые работы по рассеянию легких ионов в металлах, включая уникальные эксперименты по взаимодействию ионов с шероховатыми поверхностями, носили пионерный характер. Позже Валерий Александрович со свойственным ему энтузиазмом руководил работами по взаимодействию плазмы со стенкой в термоядерных установках, диагностике плазмы и плазменным технологиям, получившими международное признание. Помимо своей научной уникальности, эти работы стали мощным инструментом вовлечения в научное творчество студентов и молодых ученых, которые сейчас активно и успешно работают во всех ведущих термоядерных центрах России и по всему миру.

Участники конференции почтили память профессора Вячеслава Сергеевича Стрелкова (1933–2020), который скончался 19 июля 2020 г. В докладе Б.В. Кутеева (НИЦ Курчатовский институт) отмечалось, что научная деятельность В.С. Стрелкова связана с пионерными экспериментами на токамаках: ТМП, Т-1, Т-2. Он принадлежал к числу ближайших учеников и сорат-

ников академика Л.А. Арцимовича, который многие годы руководил термоядерными исследованиями в СССР. Впервые в мире В.С. Стрелков провел эксперимент по наблюдению образования в токамаке пучка ускоренных электронов и провел первые измерения рентгеновского излучения, первым экспериментально исследовал равновесие замагниченной тороидальной плазмы. С его участием был проведен эпохальный советско-британский эксперимент по лазерному зондированию плазмы, подтвердивший впервые в мире получение в токамаке горячей плазмы с температурой электронов 400–600 эВ. Это достижение способствовало международному признанию российской установки токамак как перспективной для создания и удержания термоядерной плазмы. Под руководством В.С. Стрелкова были построены токамаки Т-3, Т-4, Т-10 и Т-15 – первая в мире установка с магнитной системой токамака на основе сверхпроводящего сплава никеля и олова. Светлая память о Вячеславе Сергеевиче Стрелкове навсегда сохранится в наших сердцах.

Вопросам проектирования в России токамака с реакторными технологиями (TRT) был посвящен доклад коллектива авторов из Проектного центра ИТЭР, НИЦ Курчатовский институт, НИИЭФА и ТРИНИТИ. Представил доклад А.В. Красильников (Проектный центр ИТЭР). В докладе отмечалось, что технологической основой создания токамака TRT является впечатляющий прогресс в развитии высокотемпературных сверхпроводников REBCO, произошедший в последние годы. Токамак TRT разрабатывается как полномасштабный прототип будущего чисто термоядерного реактора, а также термоядерного источника нейтронов для гибридного реактора, в котором будет реализован процесс синтез-деления. Целью создания TRT являются разработка и интегрирование в одной установке ключевых технологий термоядерного реактора. Высокое магнитное поле ($B_0 = 8T$) обеспечит интенсивное течение термоядерных реакций в удерживаемой в токамаке TRT плазме с выделением удвоенной энергии в нейтронном потоке по сравнению с вложенной в плазму энергией ($Q > 2$). Компактные размеры реактора TRT (большой радиус тора $R = 2.15$ м, малый радиус $a = 0.57$ м) существенно снижают его стоимость и, соответственно, эксплуатационные расходы. Предполагается, что TRT будет работать в квазистационарных режимах (длительности импульса около 100 секунд) с водородной, гелиевой и дейтериевой плазмой при плотностях $n_e = 2 \times 10^{20} \text{ м}^{-3}$ и с короткими ($t < 10$ с) разрядами с дейтерий-тритиевой плазмой при $Q > 2$.

Известные и малоизвестные факты, касающиеся природы возникновения и развития крупно-

масштабных срывов в токамаках, были представлены в пленарном докладе С.В. Мирнова (ТРИНИТИ). Предмет обсуждения был ограничен, в основном, срывами в классических токамаках круглого сечения. Отмечалось, что крупномасштабные срывы являются серьезным препятствием на пути создания токамака-реактора. Автор подчеркнул, что причиной их возникновения является резонансное взаимодействие магнитно-гидродинамических (МГД) мод, характеризующих внешнюю (внешняя идеальная винтовая мода) и внутреннюю (внутренняя идеальная винтовая неустойчивость и другие моды, связанные с давлением плазмы) МГД-активности плазменного шнура токамака. К настоящему времени в исследованиях на токамаках накоплен большой опыт предотвращения возникновения больших срывов. В обзоре были упомянуты такие методы, как охлаждение границы плазмы при инъекции различных видов вещества, создание дополнительного угла вращательного преобразования магнитных силовых линий в системе токамака с помощью дополнительных внешних катушек (аналогично структуре магнитного поля стеллараторов), а также другие методы, которые могут предотвратить возникновение резонанса внешней и внутренней МГД-активности плазменного шнура в токамаках.

Обзор новых результатов термоядерных исследований, проведенных в европейских научных центрах был дан в докладе Дж. Онгена (Королевская военная академия Бельгии, Брюссель). На токамаке JET (Великобритания) идет подготовка к эксперименту с тритиевой и дейтерий-тритиевой плазмой, запланированному на 2021 год. В ходе этих экспериментов планируется получить выход мощности потока термоядерных нейтронов на уровне 15 МВт при длительности импульса до 5 сек. Важным элементом подготовки этих экспериментов является исследование изотопных эффектов и разработка высокопроизводительных сценариев работы JET в дейтериевой (DD), а затем и тритиевой (ТТ) плазме (начало в 2021 г.). В 2020 г. в серии экспериментов с дейтериевой плазмой был достигнут пиковый выход нейтронов на уровне $4.8 \times 10^{16} \text{ c}^{-1}$ для сценария "hybrid". Кроме того, проводилось тестирование процедуры обеспечения безопасной циркуляции трития в будущих экспериментах. Доклад завершился кратким обзором текущего состояния исследований и подготовки к будущим исследованиям на токамаке JT-60SA (Япония и Евросоюз) и стеллараторе Wendelstein 7-X (ФРГ и Евросоюз).

В Институте ядерной физики им. Г.И. Будкера совместно с фирмой Tri Alpha Energy Technologies (USA) разработан специализированный источник нейтронов, который необходим для клинических испытаний бор-нейтронозахватной терапии злокачественных опухолей. Этой теме был посвя-

щен доклад А.А. Иванова (ИЯФ СО РАН). Принцип действия этого источника нейтронов состоит в следующем. Для проведения терапии больному вводится препарат, содержащий изотоп бор-10. В результате происходит накопление бора преимущественно в клетках злокачественной опухоли, после чего пациент проходит сеанс облучения эпитепловыми нейтронами. В результате захвата нейтрона ядром бора происходит ядерная реакция, с выделением энергии преимущественно в раковой клетке, что приводит к ее гибели. Разработанный источник нейтронов пригоден для проведения клинических испытаний в условиях госпиталя. Помимо применения в медицине, действующий в ИЯФ СО РАН прототип нейтронного источника также успешно используется для изучения активации конструкционных материалов термоядерных установок быстрыми нейтронами, а также для других прикладных исследований.

Доклад С.С. Ананьева и Б.В. Кутеева (НИЦ Курчатовский институт, НИЯУ МИФИ) посвящен современному состоянию вопроса о технологиях переработки и обращения с дейтерий-тритиевым топливом в термоядерных и гибридных реакторах. В докладе отмечалось, что работа термоядерных реакторов и гибридных систем на основе процесса синтез-деление, использующих изотопы водорода в качестве основного топлива, потребует организации в таких установках топливного цикла, обеспечивающего горение термоядерной плазмы изотопами водорода, а также переработку топливной смеси и воспроизводство трития. На сегодняшний день, прототипы системы топливного цикла термоядерных установок созданы как в России, так и за рубежом, однако многие вопросы до сих пор остались открытыми. В докладе был проведен обзор различных концепций топливного цикла термоядерных установок, обсуждаемых международным сообществом в последние 30 лет. Рассматривались методы моделирования топливных потоков и количества трития в установках, применяемые их разработчиками. Были приведены результаты анализа кандидатных технологий, которые могут быть использованы при проектировании базовых систем топливного цикла термоядерных установок.

Современное состояние проблемы генерации тока волнами промежуточного частотного диапазона в традиционных и сферических токамаках обсуждалось в докладе В.В. Дьяченко (ФТИ РАН). В докладе рассматривались механизмы создания тока с помощью электромагнитных волн промежуточного частотного диапазона, а также особенности распространения и возбуждения медленных (нижнегибридных) и быстрых (геликонов) волн в плазме как традиционных, так и компактных сферических токамаков. Рассматривались технические решения, применяемые при

создании современных СВЧ-антенн для плазменного эксперимента. Также обсуждались результаты экспериментов, расчетные модели и достижения, полученные в экспериментах по генерации тока на традиционных токамаках Tore Supra, East и других современных установках. На сегодняшний день, генерации токов увлечения СВЧ-волнами нижегибридного диапазона является самым эффективным методом создания тороидального тока в плазме токамака. В подтверждение этого, были приведены первые результаты экспериментов по нижегибридной генерации тока в плазме сферического токамака Глобус-М2 при полоидальном и тороидальном замедлении вводимых СВЧ-волн, в которых величина замещающего тока достигала 50%.

Большим коллективом авторов из ФТИ РАН был представлен доклад по результатам исследования излучения высокочастотных электромагнитных волн высокотемпературной плазмы токамака Туман-3М (докладчик С.В. Лебедев). Излучение в диапазоне частот 1–100 МГц обусловлено наличием в плазме токамаков замагниченных ионов. При индукции магнитного поля 1–5 Тл и плотности плазмы 10^{19} – 10^{20} м⁻³ в этом ВЧ-диапазоне оказываются альфвеновские волны и ионное циклотронное излучение (ИЦИ). Наблюдение такого типа излучения позволяет анализировать состав плазмы и поведение высокоэнергичных ионов. В большинстве случаев излучение в мегагерцовом диапазоне частот не является тепловым, а обусловлено развитием неустойчивостей плазмы в присутствии высокоэнергичных заряженных частиц. Анализ этого излучения дает возможность исследования физики возбуждения плазменных неустойчивостей в замагниченной плазме токамаков и стеллараторов. Особое внимание в докладе было уделено диагностическому потенциалу мегагерцового излучения плазмы. Были представлены результаты экспериментов по измерению изотопного состава плазмы по спектрам альфвеновских волн и по ионному циклотронному излучению, наблюдаемому в отсутствие высокоэнергичных ионов. Измерения отношения амплитуд основных гармоник ИЦИ в плазме, состоящей из смеси изотопов водорода, может служить методом определения изотопного отношения в перспективных установках УТС.

Большой интерес вызвал доклад В.Ю. Сергеева и Б.В. Кутеева (СПбПУ, НИЦ Курчатовский институт, НИЯУ МИФИ), посвященный проблеме смягчения последствий срыва тока в токамаках-реакторах. В докладе отмечалось, что технология смягчения срыва тока разряда в токамаке остается ключевым вопросом безопасной и надежной работы устройств в будущих крупных токамаках, включая ИТЭР. В современных установках предложено и экспериментально апробировано несколько подходов, демонстрирующих

возможности инъекции в плазму массивных газов, гранул, пыли и жидкости для предотвращения наиболее опасного механизма образования лавины убегающих электронов – генерации очень высокого электрического поля в токамаке на заключительном этапе теплового срыва. Эксперименты показали, что эффективным инструментом для подавления убегающей лавины является быстрое увеличение плотности плазмы с помощью упомянутых выше методов (в 100–1000 раз в течение достаточно короткого времени – 10 мс). При этом количество инжектируемого вещества оказывается в диапазоне нескольких килограммов, что может негативно воздействовать на внутрикамерные технологические системы токамака-реактора. В докладе был представлен новый подход к этой проблеме, который направлен на борьбу с “зародышами” лавины убегающих электронов (потоками электронов на начальной стадии образования лавины) сразу после теплового срыва. Он состоит в инъекции твердой мишени для сбора “зародышей” лавины, которая задерживает образование лавины, и ее последующем захвате в коллекторе, расположенном внутри бланкетной зоны токамака. Были представлены результаты моделирования инъекции вольфрамовой мишени в плазму ИТЭР для основного режима его работы, которые показали, что “зародыши” лавины с энергиями до 25 МэВ успешно захватываются мишенью.

Свойства сверхкритических флюидов плазмы паров металлов, инертных газов и экситонов были рассмотрены в пленарном докладе А.Л. Хомкина и А.С. Шумихина (ОИВТ РАН). Были рассмотрены переходы пар–жидкость и диэлектрик–металл, а также процесс металлизации – экспоненциальный рост проводимости при сжатии паров металлов. Исследован механизм “холодной” ионизации на основе выдвинутой гипотезы о существовании электронного “желе” – затчка зоны проводимости в газовой фазе. Рассчитаны параметры критических точек и бинадали большинства металлов периодической таблицы Менделеева (включая щелочные металлы), водорода и экситонов. Проведено сравнение результатов эксперимента и теоретических расчетов для уравнений состояния паров металлов и проводимости в критических точках, на бинадали, а также на околокритических изотермах с учетом процессов “холодной” и термической ионизации. Предложена модель “скачкообразной” металлизации инертных газов при сжатии, близкая по природе переходу Мотта. Сделано заключение, что пары металлов в окрестности критической точки являются газообразным металлом из-за наличия процесса “холодной” ионизации, а не диэлектрическим состоянием. Вместо перехода металл–диэлектрик точнее говорить о существовании перехода: жидкий металл–газообразный

металл, и о процессе “холодной” металлизации при сжатии.

Обзор первопринципных методов расчета термодинамических, транспортных и оптических свойств сильно неидеальной вырожденной плазмы металлов были рассмотрены в докладе П.Р. Левашова (ОИВТ РАН). Такая плазма возникает во многих задачах современной физики, в том числе в существующих и перспективных энергоустановках, при воздействии мощных потоков электромагнитного излучения на вещество, в сильноточных устройствах, в астрофизике, геофизике, металлургии и т.п. В частности, при описании физических свойств жидких металлов и электролитов эти системы необходимо рассматривать как плазму с сильным межчастичным взаимодействием. При первопринципном подходе к описанию вырожденных систем не используется эмпирическая информация, за исключением заряда и массы ядер составляющих вещество элементов, а также фундаментальных физических констант. Был проведен анализ различных методов описания вырожденной плазмы металлов и проведено сравнение результатов моделирования с ударно-волновыми экспериментальными данными и экспериментами для жидких металлов; кроме того, были приведены примеры первопринципных оценок критических параметров металлов. Анализ различных методов показал, что современные подходы, основанные на методе квантовой молекулярной динамики и формуле Кубо–Гринвуда, позволяют в рамках одной модели с хорошей точностью рассчитывать весь комплекс теплофизических свойств неидеальной вырожденной плазмы.

Пленарный доклад С.А. Белькова (РФЯЦ-ВНИИЭФ) был посвящен обзору исследований в области физики плазмы и высоких плотностей энергии, проводимых во ВНИИЭФ. Сообщалось, что в процессе строительства находится мегаджоульная лазерная установка (192 канала, энергия лазерного импульса 2.8 МДж на 2-й гармонике излучения Nd-лазера) для экспериментов по зажиганию термоядерной реакции в мишенях лазерного термоядерного синтеза (ЛТС). На установке будут проводиться фундаментальные исследования поведения веществ при значениях плотности в 100 раз превышающих твердотельную плотность и при температурах в сотни миллионов градусов. Первый лазерный модуль (8 каналов) уже введен в опытную эксплуатацию. Помимо исследований в области ЛТС в перспективе мегаджоульный лазер станет центром фундаментальных исследований коллективного пользования в области лабораторной астрофизики. Он может быть использован для моделирования процессов в центрах гигантских планет и в их магнитосферах, для изучения строения ядер планет и звезд, а также для изучения прочности за-

щиты Земли магнитосферой от плазменных потоков солнечного ветра, либо от мощных высотных ядерных взрывов. На этой установке будут изучаться закономерности взрывов сверхновых, исследование поведения веществ в экстремальных состояниях, и определение критериев разрушения астероидов пренебрежимым ядерным взрывом (обеспечение астероидной безопасности Земли).

На конференции были также представлены два доклада, познакомившие участников с современным статусом и состоянием исследований на двух российских тороидальных установках: новом токамаке T-15MD, эксперименты на котором должны начаться к середине 2021 года, и сферическом токамаке Глобус-M2, который недавно вступил в строй после значительной реконструкции.

О подготовке установки T-15MD к физическому пуску рассказывалось в докладе большого коллектива авторов, представляющих НИЦ Курчатовский институт, НИИЭФА и ТРИНИТИ. С сообщением выступил П.П. Хвостенко. В докладе сообщалось, что токамак T-15MD имеет следующие параметры: $R = 1.48$ м, $a = 0.67$ м, $B = 2.0$ Т, $I_{pl} = 2.0$ МА. Он представляет собой компактную установку с дивертором, не имеющую аналогов в мире по параметрам: тороидальное магнитное поле 2 Тл при аспектном отношении плазмы 2.2. Электромагнитная система способна поддерживать без перегрева ток плазмы в диапазоне 2 МА – 250 кА в течение импульса до 400 секунд. Помимо начального индукционного возбуждения тока в плазме его поддержание может быть обеспечено как инжекцией пучков быстрых атомов, так и мощными электромагнитными волнами. К настоящему моменту на установке проведены предварительные испытания систем омического прогрева вакуумной камеры и возбуждения тлеющего разряда для обработки стенок камеры. Работа технологического оборудования систем высоковакуумной откачки, электропитания систем прогрева и тлеющего разряда во время кондиционирования стенок вакуумной камеры осуществлялась штатной системой управления. Эксперименты по получению и исследованию плазменного режима будут начаты в середине 2021 г.

Первые результаты экспериментов на сферическом токамаке Глобус-M2 и планы дальнейших научных исследований были изложены в докладе В.К. Гусева, представляющего большой научный коллектив сотрудников ФТИ РАН, ИЯФ СО РАН, СПбПУ, ООО Иоффе Фьюжн Текноложи и НИИЭФА. В докладе были представлены результаты экспериментальных кампаний предыдущих трех лет работы. Эксперименты проводились в дейтериевой плазме при инжекции дейтериевого пучка с энергией 28 кэВ. При росте магнитного

поля до 0.8 Тл и увеличении тока плазмы до 0.4 МА зарегистрировано повышение энергозапаса и времени жизни энергии плазмы (τ_E) до 3-х раз. Данные экспериментов расширяют скейлинг сферических токамаков, полученный ранее на токамаках NSTX (USA), MAST(UK) и Глобус-М (Россия), на область более высоких магнитных полей. При росте тока плазмы и магнитного поля фиксировалось заметное увеличение нейтронного выхода. В экспериментах при максимальных значениях магнитного поля и тока наблюдался рост комбинированного параметра $nT\tau_E$ – тройного произведения плотности плазмы (n), ее температуры (T) и времени жизни энергии (τ_E) – на порядок величины по сравнению с разрядами при низких полях и переход плазмы в так называемый бесстолкновительный режим с параметром столкновительности существенно меньше 1.

МАГНИТНОЕ УДЕРЖАНИЕ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЫ

На секции “Магнитное удержание высокотемпературной плазмы” (председатель секции – А.И. Мещеряков) был представлен 61 доклад. Тематика докладов связана, прежде всего, с исследованиями, проводимыми на действующих установках с магнитным удержанием плазмы, таких как токамаки Глобус-М2, ТУМАН-3М, Т-11М, стелларатор Л-2М, открытые ловушки ГДЛ, ГОЛ-3, и открытая ловушка с винтовыми пробками СМОЛА. Кроме того на секции был представлен ряд работ по результатам обработки экспериментальных данных на закрывшемся в 2018 году токамаке Т-10.

Среди действующих установок наибольшее количество докладов представляло результаты, полученные на сферическом токамаке Глобус-М2. На этой установке была проведена модернизация магнитной системы и системы питания. В результате стало возможным проводить эксперименты с магнитным полем до 0.8 Тл и током плазмы до 0.4 МА. При этом зарегистрировано повышение энергозапаса и времени жизни энергии плазмы до 3-х раз. Одновременно была проведена модернизация некоторых диагностик. Например, применение технологии машинного обучения позволило существенно улучшить точность определения электронной температуры. При этом для обучения использовались данные диагностики плазмы на основе томсоновского рассеяния лазерного излучения. Для исследования процессов переноса в условиях увеличенного магнитного поля и плазменного тока модернизированной установки Глобус-М2 создается единый комплекс оптических диагностик, который будет включать в себя модернизированную диагностику радиационных потерь, методику определения эффективного заряда плазмы, новую диагности-

ку температуры электронов на основе измерения характеристик мягкого рентгеновского излучения плазмы, а также спектроскопическую диагностику, включающую обзорный спектрометр и дискретные монохроматоры оптического излучения плазмы. Разработана и создана новая система экваториальной диагностики томсоновского рассеяния. Рассеянное излучение собирается телескопическим объективом, при этом наблюдаемые углы рассеяния лежат в пределах от 118° в центральной части токамака до 137° на периферии. Область обзора объектива одновременно покрывает пространство по нормализованному малому радиусу тороидальной плазмы (r/a) от 0.45 со стороны сильного поля до 0.9 со стороны слабого. Методом доплеровского обратного рассеяния проведено исследование спектральных характеристик турбулентности плазмы при переходе к режиму улучшенного удержания, при этом было зарегистрировано подавление мелкомасштабной турбулентности плазмы. Полученные данные для различных областей разряда, указывают на периферийный характер подавления турбулентности.

Много интересных результатов, полученных на открытых ловушках, было представлено участниками конференции из ИЯФ СО РАН. Продолжены теоретические работы по исследованию удержания плазмы в открытой газодинамической магнитной ловушке (ГДМЛ) в режиме так называемого “диамагнитного пузыря”. Идея заключается в том, чтобы в центральной области ловушки сформировать “пузырь” плазмы высокого относительного давления с $\beta = 8\pi p/B_v^2 \sim 1$ (B_v – магнитное поле в объеме пузыря, p – давление плазмы). Внутри пузыря магнитное поле близко к нулю, поскольку практически полностью вытеснено плазмой. Оценки показывают, что это приводит к значительному увеличению пробочного отношения ловушки и эффективному улучшению удержания плазмы. В результате численного моделирования в рамках гибридной модели (плазма состоит из горячих ионов и холодной равновесной фоновой плазмы) получены равновесные решения типа диамагнитного пузыря в широком диапазоне параметров, в частности, рассчитаны равновесные состояния плазмы в ГДМЛ в режиме диамагнитного удержания. Один из докладов был посвящен новому методу подавления продольных потерь в открытой ловушке – динамическому многопробочному удержанию вращающейся плазмы в магнитном поле с геликоидальной симметрией. Теоретически предсказана экспоненциальная зависимость эффективности подавления потерь от длины участка с винтовым полем, приводящая к существенному повышению эффективного пробочного отношения в открытой ловушке. Проверка данной кон-

цепции проводится на установке СМОЛА в ИЯФ СО РАН. Вращение плазмы в ловушке задается за счет создания контролируемого профиля радиального электрического поля. Были приведены обнадеживающие результаты экспериментов по подавлению продольного потока плазмы при среднем по сечению пробочном отношении $R_{\text{mean}} > 1.5$ и скорости вращения плазмы на периферии, близкой к ионно-звуковой скорости.

В докладах участников конференции, работающих на стеллараторе Л-2М, были представлены результаты исследований самосогласованности профилей температуры и давления электронной компоненты плазмы. Показано, что профили электронной температуры в общем случае не являются самосогласованными: при мощности СВЧ-нагрева плазмы свыше 250 кВт в режиме электронного циклотронного резонанса (ЭЦР на 2-й гармонике), форма профилей температуры заметно меняется и становится более плоской в центральной части плазменного шнура. Установлено, что в экспериментах по ЭЦР-нагреву плазмы в стеллараторе Л-2М наблюдаются самосогласованные профили давления плазмы только при относительно небольших значениях СВЧ-мощности, менее 250 кВт.

Много работ было посвящено проектируемым и создаваемым установкам. Токамак Т-15МД (НИЦ “Курчатовский институт”) уже построен, и в ближайшее время он вступит в строй действующих установок. Поэтому много работ было посвящено созданию и подготовке рабочих систем этого токамака, методов нагрева плазмы и системы предварительной ионизации газа, а также диагностическим системам этого токамака. Были представлены результаты абсолютной калибровки магнитных зондов токамака Т-15 МД. На специально созданном стенде удалось прокалибровать магнитные зонды с погрешностью, не превышающей 0.1%. Рассматривались возможности использования турбулентных процессов в плазме токамака Т-15 МД. Сканирование частоты зондирующего сигнала во время разряда позволит проводить измерения с высоким пространственным и временным разрешением, а также проводить измерения в различных областях плазменного шнура в течение одного разряда. Также рассказывалось о комплексе диагностик жесткого (с энергией квантов 0.1–10 МэВ) и надтеплого (с энергией квантов 10–150 кэВ) рентгеновского излучения, предназначенных для исследования быстропеременных возмущений излучения на начальной стадии разряда и в момент срыва тока. Комплекс включает в себя многоканальную систему регистрации надтеплого рентгеновского излучения в потоковом режиме, многоканальную систему спектрометрических кадмий-теллурических (CdTe) детекторов и двухканальные спектромет-

ры. Были также представлены доклады, посвященные разработке двух дополнительных методов нагрева для Т-15МД. Система нейтральной инжекции предназначена для ввода пучков атомов водорода с энергией до 75 кэВ при максимальной суммарной мощности не менее 6 МВт. На первом этапе длительность импульса должна быть до 30 секунд, на втором предполагается удлинение импульса до 400 секунд, что практически соответствует стационарному режиму. Система электронного циклотронного СВЧ-нагрева использует гиротрон на рабочей частоте 82.6 ГГц, резонансной для магнитного поля с индукцией 1.5 Тл. Основной задачей СВЧ-излучения гиротрона является пробой рабочего газа в токамаке на второй гармонике необыкновенной волны для развития плазменного разряда. Выходная мощность гиротрона составляет 1 МВт при максимальной длительности импульса 30 секунд.

Продолжается разработка технологий тритиевого цикла для проекта ДЕМО-ТИН. Проведено совместное моделирование топливных потоков в плазме и в системах инжекции и откачки ДЕМО-ТИН. Проведено моделирование потоков топливных изотопов в топливном цикле, подобраны параметры топливной инжекции для обеспечения заданных условий в основной и диверторной плазме для различных сценариев изотопного состава нагревных инжекторов.

По результатам работы секции, можно сделать вывод, что уровень экспериментальных работ, выполняемых на российских термоядерных установках до 2020 года, заметно отстает от уровня работ, выполняемых в таких странах, как США, Япония, Южная Корея, Китай и странах Евросоюза. Это связано с устаревшей технической базой: прежде всего отсутствием новых экспериментальных установок и низким уровнем текущего финансирования работ, связанных с термоядерными исследованиями. Российские ученые, работающие в области магнитного удержания высокотемпературной плазмы, возлагают большие надежды на новый российский токамак Т-15МД, первую плазму на котором планируют получить в середине 2021 года. Участники конференции, работавшие в секции “Магнитное удержание высокотемпературной плазмы”, отмечали, что с 2021 года ожидается существенное увеличение финансирования термоядерных исследований, включая строительство новых экспериментальных и технологических установок, которое может быть реализовано в ходе выполнения Комплексной программы Российской Федерации “Развития техники, технологий и научных исследований в области использования атомной энергии на период до 2024 года”, в состав которой входит важная для работ по УТС подпрограмма “Разработка технологий управляемого термоядерного синтеза и инновационных плазменных технологий”.

ИНЕРЦИАЛЬНЫЙ ТЕРМОЯДЕРНЫЙ СИНТЕЗ

По тематике секции “Инерциальный термоядерный синтез” (председатель секции Г.А. Вергунова) на конференции было представлено 22 устных доклада. Можно перечислить несколько основных направлений исследований по инерциальному термоядерному синтезу (ИТС). К ним относятся лазерный термоядерный синтез (ЛТС), мощные сильноточные короткоимпульсные разряды, физика высоких плотностей энергии в плазме, Z-пинчи, физические процессы в системе типа плазменный фокус, численное моделирование в указанных областях, а также смежные проблемы, на которых сосредоточены усилия российских научных коллективов, задействованных в данной сфере. В мире в области ЛТС продолжают эксперименты по зажиганию на ряде установок Европы, Японии и на самой мощной установке NIF (Ливерморская лаборатория США) с энергией 1.8 МДж в 192 лазерных пучках. В ФИАН проведены расчетно-теоретические исследования на основе полученных в США результатов. Эти исследования показали, что степень конверсии лазерной энергии в энергию быстрых электронов и температура этих частиц, измеренные в экспериментах на установке NIF, объясняются действием резонансного механизма поглощения лазерного излучения вблизи критической плотности плазмы с учетом трансформации лазерного излучения в сильные плазменные волны. Также были представлены результаты расчетов по программе радиационной гидродинамики мишеней при непрямом облучении лазерно-индуцированным рентгеновским импульсом в системе типа хольраум (hohlraum), которые показывают, что даже относительно небольшая пространственная неоднородность (около 3%) рентгеновского облучения мишеней в экспериментах на установке NIF приводит к существенному снижению нейтронного выхода.

В расчетно-теоретических работах ученых ФИАН и ИПМ исследованы ударные волны с габаритным уровнем давления, инициируемые потоком лазерно-ускоренных электронов, и продемонстрирована возможность достижения в твердом веществе давлений габаритного уровня при использовании лазерного импульса с интенсивностью превышающей значение 10^{18} Вт/см², обеспечивающего эффективную трансформацию лазерной энергии в энергию быстрых электронов. В другом докладе обсуждались вопросы экспериментальных и теоретических исследований неустойчивостей Релея–Тейлора, Рихтмайера–Мешкова и Кельвина–Гельмгольца. На основании 2D и 3D гидродинамических расчетов установлены закономерности развития неустойчивостей в условиях ряда современных эксперимен-

тов, изучена динамика роста возмущений, их характер, а также проанализировано развитие зоны перемешивания.

В ФИАН проведены исследования угловых, спектральных и энергетических характеристик терагерцового излучения, возникающего при наклонном падении s-поляризованного лазерного излучения на границу разреженной плазмы, в зависимости от угла падения и длительности импульса лазера. Показано, что возникающее терагерцовое излучение распространяется в направлении лазерного импульса, отраженного от границы плазмы, и полная плотность энергии импульса максимальна при скользящем падении лазерного импульса, когда имеет место эффект полного отражения лазерного излучения от плазмы.

На секции было представлено несколько докладов, посвященных физике и технологии изготовления и транспортировки мишеней для ЛТС (ФИАН). Для применения в устройствах ЛТС перспективным является метод получения полых полимерных оболочек в качестве основы мишеней. Пустотелые полимерные оболочки получали методом микрокапсулирования в нескольких технических вариантах исполнения этого метода с использованием способов вертикального и горизонтально-роторного перемешивания. Полимерные микрокапсульные оболочки, полученные в оптимальных условиях после термического удаления внутренней воды, отличались хорошей сферической формой с максимальным отклонением 0.5% от среднего значения диаметра сферы и отклонением 2% от среднего диаметра 2150 мкм в группе из 100 полых оболочек. Было предложено использовать бесконтактную систему доставки мишеней в камеру, в которой для ускорения сверхпроводящего “снаряда”, изготовленного из высокотемпературного сверхпроводника II рода и применяемого в качестве носителя криогенной топливной мишени, происходило в электромагнитном ускорителе, снабженном системой стабилизации.

Часть работ была посвящена совершенствованию диагностической аппаратуры. Была представлена работа, посвященная разработке времяпролетного спектрометра импульсных нейтронных и корпускулярных потоков на основе алмазного детектора для исследования физических процессов в ЛТС (ИТЭР-центр). В качестве детектора предложено использовать алмазную гомоэпитаксиальную структуру, представляющую собой легированную бором подложку с нанесенной тонкой пленкой алмаза толщиной 40–50 нм. Малая толщина пленки позволяет регистрировать сигнал длительностью, сравнимой с характерным временем термоядерного горения в ЛТС. Совершенствуются диагностики измерения температуры и плотности в пинчевой плазме пу-

тем исследования новых эффектов, влияющих на относительные интенсивности линий гелиеподобных и водородоподобных ионов (НИЦ Курчатовский институт).

Продолжаются исследования различных импульсных плазменных систем.

На установке типа плазменный фокус ПФ-3 в НИЦ Курчатовский институт в рамках программы по лабораторному моделированию астрофизических джетов была проведена серия экспериментов по исследованию влияния эффекта вакуумного следа на джет, генерируемый в сильноточном разряде. Результаты этих экспериментов согласуются с результатами численного моделирования. На той же установке тремя независимыми методиками показано наличие вращения плазменного потока в джете, при этом полученные значения скорости вращения около 10^6 рад/с находятся в соответствии с МГД-теорией струйных выбросов из молодых звезд.

В РФЯЦ-ВНИИЭФ разработан двумерный МГД-код для проведения расчетных исследований динамики токовой плазменной оболочки в сферических камерах с плазменным фокусом с учетом генерации нейтронов. Сравнение расчетных зависимостей с экспериментальными данными по току, напряжению и нейтронному выходу позволило уточнить параметры, используемые в расчетах и добиться удовлетворительного согласия расчета с экспериментом.

Была представлена работа, посвященная механизмам генерации нейтронов в Z-пинчах. Показана сложность интерпретации, основанной только на полностью ускорительном или только на термоядерном механизме генерации нейтронов. Дело в том, что в процессе развития импульсного разряда в Z-пинчах может происходить изменение механизма генерации нейтронов. Если из-за какого-то механизма набора энергии ионы приобретают немаксвелловское распределение по энергии, то из-за того, что сечение кулоновских столкновений существенно больше сечения ядерных столкновений, направление движения этих ионов хаотизируется, а распределение по энергии максвеллизуется. В итоге для ионов, которые приобрели значительную энергию в разряде, в результате последующих столкновений механизм генерации нейтронов становится тепловым, т.е. термоядерным.

Работа секции “Инерциальный термоядерный синтез” была успешной и прошла на высоком научном уровне. Практически все представленные доклады относились к поисковым направлениям, нацеленным на решение актуальных проблем физики лазерно-плазменного взаимодействия, лазерной и электроразрядной плазмы. Налаженная кооперация и широкая экспериментально-диагностическая база способствуют стабильному

развитию исследований, проводимых на электроразрядных установках в различных диапазонах мощности.

Благодаря сохранению научных школ и традиций в области физики плазмы, теоретические исследования российских ученых высоко оцениваются в мире. При этом, в отличие от США, Евросоюза, Японии и Китая, в России до сих пор нет сети лазерных установок с широким набором параметров по мощности, длительности импульса и длине волны, на которых можно было бы проводить эксперименты по ЛТС и смежным проблемам, реализовывать новые идеи и экспериментальные схемы, а также проводить отработку новых диагностик. Как результат, на секции было представлено очень мало докладов, связанных непосредственно с экспериментами по ЛТС, в основном это были расчетно-теоретические работы. В связи с этим важнейшим направлением работ была и остается реализация единственного российского проекта строительства мегаджоулевого лазера (РФЯЦ-ВНИИЭФ, Саров) для исследований по ЛТС.

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЕ

На конференции в рамках работы секции “Физические процессы в низкотемпературной плазме” (председатель секции В.С. Воробьев) было заслушано 29 устных докладов.

На секции были представлены результаты исследований в следующих основных направлениях: элементарные процессы и кинетические свойства газоразрядной низкотемпературной плазмы, различные применения низкотемпературной плазмы, исследование плазмы, возникающей в импульсных процессах, физика атмосферных процессов, промышленные и биомедицинские приложения низкотемпературной плазмы. По всем направлениям секции можно отметить значительный прогресс в исследованиях, результаты которых обсуждались в секционных заседаниях. При этом следует отметить, что большое количество докладов было связано с технологическими применениями низкотемпературной плазмы.

Ряд работ был посвящен лабораторному моделированию процессов, происходящих в атмосфере. В частности, исследовался один из наиболее интересных вопросов, относящихся к динамике токовых слоев, который состоит в возможности появления в них электрических токов обратного направления. Были рассмотрены динамические процессы в токовых слоях, которые вызваны движением направленных потоков плазмы в магнитном поле и возбуждением индукционных электрических полей. Это позволило объяснить причины возникновения обратных токов, осо-

бенности их эволюции и последствия их появления. Обсуждение базируется на результатах, полученных с помощью установки ТС-3D (ИОФ РАН). Установлено, что обратные токи могут возникать в широком диапазоне экспериментальных условий, в том числе при формировании токового слоя в плазме с ионами различной массы, однако, момент появления обратных токов и их величины могут быть различными.

Одним из направлений, представленных на секции, было исследование пылевой плазмы, находящейся в сильном магнитном поле. Отмечалось, что в этой области произошел существенный прогресс. В случае применения ВЧ-разряда диапазон магнитной индукции распространился до 6 Тл, исследовалось влияние такого магнитного поля на плазменные процессы. В случае тлеющего разряда были созданы протяженные пылевые структуры в магнитном поле до 2.2 Тл, обнаружены новые (помимо стоячих страт) пылевые ловушки, создано пылевое образование в неоднородном магнитном поле. Протяженные пылевые структуры позволили впервые наблюдать пылевую плазму в сильно неоднородном магнитном поле. При этом оказалось, что скорость вращения пылевых структур имеет очень большие градиенты.

В настоящее время для переработки отработавшего ядерного топлива (ОЯТ) используется химический экстракционный PUREX-процесс. Несмотря на промышленное применение метода, при переработке образуется большое количество жидких радиоактивных отходов (РАО). Это, создает дополнительную нагрузку на окружающую среду. Поэтому на сегодняшний день не прекращаются поиски новых технологий переработки ОЯТ для снижения активности РАО и уменьшения их количества. Были представлены результаты экспериментального исследования одной из таких технологий: плазменной сепарации веществ, содержащих РАО. Концепция плазменной сепарации базируется на идее последовательных шагов. 1-й шаг – испарение и ионизация ОЯТ. 2-й шаг – разделение плазменного потока ОЯТ на две массовые группы (актиноиды и продукты распада урана) в скрещенных электрическом и магнитном полях в присутствии буферной плазмы, при этом задача буферной плазмы состоит в компенсации объемного заряда разделяемых пучков для повышения производительности процесса по сравнению с электромагнитными методами. 3-й шаг – осаждение разделенных потоков ОЯТ на подложку. Для моделирования этих процессов в экспериментах была использована смесь серебра со свинцом. Экспериментально было установлено, что электрическое поле буферного разряда увлекает ионы серебра и свинца в попе-

речном, по отношению к магнитному полю, направлении. Хорошо разделенные в пространстве компоненты смеси уже осаждаются на подложку.

В ИЯФ СО РАН ведутся работы по исследованию генерации плазмы на установке с ВЧ-источником плазмы на основе геликонного разряда. Перспективным применением такого источника является генерация плазмы в линейных магнитных ловушках и линейных плазменных системах для материаловедческих исследований (Plasma-Material Interaction – PMI). В свою очередь, PMI-исследования важны при изучении материалов, которые предполагается использовать в качестве первой стенки термоядерных реакторов. На источники плазмы для таких установок накладывается ряд требований, таких как высокая плотность плазмы, отсутствие примесей и стационарный режим работы. Одним из наиболее подходящих устройств является ВЧ-источник плазмы, обладающий высокой эффективностью генерации плазмы и длительным временем работы. В эксперименте достигнута плотность плазмы около 10^{13} см^{-3} с электронной температурой 7–10 эВ на оси источника.

Большой интерес вызвал доклад, посвященный термодинамическим свойствам газоплазменного состояния вещества в низкотемпературном пределе. Была рассмотрена термодинамика вещества в пределе бесконечно разреженной плазмы нулевой температуры (так называемый “ХМП-предел”): $\rho \rightarrow 0$, $T \rightarrow 0$, химический потенциал электрона $\mu_e(\rho, T) = \text{const}$. Термодинамика плазмы приобретает в этом пределе замечательную схематическую структуру, являющуюся прообразом реальной структуры с термодинамическими зависимостями газовой плазмы при $T > 0$. Естественным управляющим параметром в ХМП-пределе является химический потенциал электрона $\mu_e(\rho, T)$ или атома, молекулы и др. При специальном выборе координат оба уравнения состояния плазмы (термическое и калорическое) вырождаются в ХМП-пределе в почти идентичные объекты предельно простой, ступенчатой формы (так называемая “лестница ионизации”).

При решении различных фундаментальных и прикладных задач физики плазмы, возникающих в процессах мощного электрического взрыва проводников или взаимодействия излучения или потоков частиц с веществом необходимо знание теплофизических величин или свойств вещества, таких как уравнение состояния и электронные коэффициенты переноса. Их изучение представляет особую сложность при повышенных температурах, и, в частности, для низкотемпературной плазмы металлов или полупроводников. В этом состоянии температура вещества – металла или проводника – как правило, превышает 5 кК, что приводит к естественным сложностям в проведе-

нии измерений. В теоретических исследованиях и расчетах также возникают свои сложности. Они связаны с тем, что при повышении плотности даже на 0.1 от значения при нормальных условиях межчастичное взаимодействие становится существенным, но его уже сложно учесть в рамках приближенных моделей. Тем не менее, в последние годы для ряда металлов и полупроводников появились как новые измерительные данные в узком диапазоне параметров, так и расчеты, которые частично восполняют этот пробел. В частности, на конференции были представлены результаты расчета термодинамических величин (давление, внутренняя энергия) и электронных коэффициентов переноса (электропроводность, теплопроводность и термоэдс) в низкотемпературной плазме галлия.

Отметим работу, посвященную созданию плазмохимических реакторов для утилизации диоксида углерода CO_2 . Для этого используется низкотемпературная плазма различных газовых разрядов атмосферного давления: барьерный разряд, микроволновый и высокочастотный разряды, тлеющий разряд постоянного тока. В докладах была представлена новая согласованная математическая и физическая модель низкотемпературной плазмы в чистом CO_2 . Модель включает компонентный состав (модели химических соединений с соответствующими квантовыми состояниями), физико-химические процессы (с базами данных сечений, констант скоростей, коэффициентами переноса), уравнения (электродинамики, процессов переноса излучения, компонент газовой среды и теплопроводности) и методы самосогласованного решения уравнений.

В целом, работа секции “Физические процессы в низкотемпературной плазме” была успешной и прошла на высоком научном уровне. Результаты конференции свидетельствуют о высоком уровне экспериментальных и теоретических исследований, проводимых в России.

ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ПЛАЗМЕННЫХ И ЛУЧЕВЫХ ТЕХНОЛОГИЙ

На секции “Физические основы плазменных и лучевых технологий” (председатели секции А.Ф. Александров и С.А. Двинин) были заслушаны 28 устных докладов. Обсуждались результаты исследований, проводимых в институтах РАН, вузах СНГ и других ведущих научных центрах России. Дистанционный формат конференции привел к уменьшению числа докладов с зарубежными соавторами; в этом году из зарубежных ученых были лишь участники из Таджикского Национального университета.

Тематика заслушанных докладов соответствовала всему спектру направлений плазменных технологий. Следует отметить, что значительно увеличилась доля докладов, посвященных экспериментальным исследованиям: 23 доклада с экспериментальными результатами из общего количества докладов 28.

Одно из заседаний было полностью посвящено проблеме генерации СВЧ-излучения и создания сильноточных электронных пучков. Традиционно тематика плазменных релятивистских генераторов развивается в ИОФ РАН. Один доклад был посвящен сверхширокополосному источнику излучения на основе плазменного релятивистского генератора с длительностью микроволнового импульса 300–500 нс для области частот 1–5 ГГц. Во втором докладе доложены результаты создания мощного источника монохроматического СВЧ-излучения с возможностью электронной перестройки частоты. Получить относительно высокий уровень отношения сигнал/шум в режиме усиления монохроматического сигнала удалось благодаря обнаруженному эффекту подавления шумов. Коллективом авторов ИЯФ СО РАН и НГУ представлены результаты исследований на специализированной установке ГОЛ-ПЭТ. Были представлены экспериментальные исследования механизмов генерации субмиллиметровых волн в диапазоне субтерагерцовых частот 0.1–0.8 ТГц мультимегаваттной мощности при коллективной релаксации пучка релятивистских электронов с энергией 0.6 МэВ, током 20 кА и длительностью импульса 6 нс. Во втором докладе из ИЯФ СО РАН были представлены результаты измерений динамики плотности плазмы при различных начальных условиях эксперимента. Обсуждаются факторы, определяющие изменения плотности во времени, и то, насколько существенно эти изменения влияют на характеристики потока терагерцового излучения, генерируемого в плазменном столбе. В третьем докладе были представлены результаты экспериментов по исследованию характеристик потока генерируемого излучения в области частот 0.15–0.6 ТГц, выходящего вдоль оси пучково-плазменной системы.

Доклад коллектива авторов из ГНЦ ФГУП “Центр Келдыша” был посвящен результатам экспериментальных исследований эффективности варианта конструкции генераторов электронных пучков (ГЭП) на основе стационарного аномального высоковольтного тлеющего разряда с убеганием электронов – открытого разряда. Генератор организован так, чтобы сквозь разрядный канал ГЭП продувался замещающий газ, эффективность создания электронного пучка в котором была приближена к максимально достижимым ускоряющим напряжениям.

В работе коллектива авторов из ОИВТ РАН и НИУ МЭИ плазмохимический подход, основанный на применении плазмотрона постоянного тока, был использован для синтеза широкого спектра углеродных наноструктур: углеродные нанотрубки, наностенки, графен, гидрогенизированный графен и смесь нанотрубок с графеном. Синтез проводился в плазмохимическом реакторе с варьированием давления в диапазоне 350–710 Тор и типа углеводорода в плазмообразующей смеси с гелием.

Большое внимание привлек цикл докладов, выполненный большим коллективом авторов из НИЦ Курчатовский институт, НИУ МЭИ, МФТИ. В первой из работ исследовалось воздействие электронного пучка на сферопластики — это высокопрочные закрытоячеистые композиционные материалы, выдерживающие воздействие очень больших гидростатических давлений и имеющие широкое применение в технике и промышленности. С помощью электронного пучка обеспечивается уровень энерговыделения, достаточный для испарения материала мишени и генерации ударно-волновых процессов. Во второй работе предложена новая схема диодного узла в ускорителе “Кальмар”, позволяющая минимизировать влияние катодной плазмы на исследование воздействия сильноточного электронного пучка на материалы первой стенки мощных плазменных установок. В третьей работе представлены экспериментальные результаты исследования распространения возмущений, вызванных сильноточным электронным пучком, в прозрачных образцах при работе ускорителя в режиме низкой энергетики. В качестве основной измерительной методики использовалось лазерное зондирование в сочетании с электронно-оптической регистрацией теневых фотографий в хронографическом режиме.

Большой цикл работ из ИОФ РАН (и смежных организаций) был посвящен исследованию свойств газового разряда в условиях реализации различных технологических процессов. Представлены результаты следующих исследований. (1) Исследованы возможности применения микроволнового факела как способа плазменной обработки катодов различного состава (карбидов кремния, титана, алюминия). Обсуждались физические аспекты процессов, происходящих при контакте плазмы с поверхностью. (2) Были приведены результаты предварительных экспериментов, демонстрирующих возможность получения кубических нанокристаллов оксида меди (Cu_2O) в результате процесса электрофореза коллоидного раствора наноуглерода в этаноле. Коллоидный раствор наноуглерода был получен при помощи высоковольтного многоискрового разряда в этаноле с инъекцией аргона в межэлектродное пространство. (3) Исследована динамика

свечения и структура микроплазменного разряда. Визуально в макромасштабе оно имеет разветвленную структуру типа дендрита, которая в микромасштабе состоит из большого количества ярко светящихся “точечных” образований — локализованных на поверхности титана катодных пятен. Установлено, что микроплазменный разряд распространяется “скачками” по поверхности титана, покрытого тонкой сплошной диэлектрической пленкой толщиной до 10 нм, со средней скоростью 15 м/с. (4) Разработаны методы спектральной диагностики разрядов, возбуждаемых импульсами мощного гиротрона в металлodieлектрических порошковых смесях.

Ряд докладов был посвящен решению общих вопросов, возникающих при реализации различных технологических процессов. Так в докладе авторов из МГУ и ТНУ были рассмотрены электродинамические свойства емкостного ВЧ-разряда низкого давления (частота столкновений электронов много меньше частоты поля) с электродами большой площади при возбуждении его электромагнитным полем частотой выше 13 МГц.

В совместном докладе авторов из ГНЦ РФ ТРИНИТИ и РФЯЦ–ВНИИТФ представлены результаты исследования взаимодействия мощного потока плазмы с импульсной газовой струей. Экспериментальные данные анализируются совместно с проведенным расчетно-теоретическим моделированием. Полученные результаты могут представлять интерес, как с фундаментальной точки зрения, так и для решения некоторых прикладных задач, например, для разработки диссипативного дивертора ИТЭР и лабораторного моделирования звездных джетов, проникающих в межгалактический газ.

В докладе, представленном авторами из НИИ механики МГУ, исследовались возможности стабилизации стационарной дуги во внешнем аксиальном магнитном поле. Проведено расчетно-теоретическое и экспериментальное исследование процессов при иницировании, стабилизации и гашении протяженных сильноточных электрических дуг в открытой воздушной среде атмосферного давления.

Работа секции в целом показала, что в области плазменных и пучковых технологий ведется активная исследовательская работа, продолжается рост числа работ, имеющих явную технологическую направленность. На секции были представлены доклады по большинству направлений развития современных технологий. Общее число докладов в сравнении с предыдущими конференциями уменьшилось (2017 — 38 докладов, 2018 — 57, 2019 — 36, 2020 — 28). Возможно, это связано с дистанционным характером конференции, так как многие участники считают обеспечение личных контактов с коллегами главным достоинством

ством конференций. Возможно, трудные условия работы, которые сложились в прошедшем году из-за пандемии, также сыграли свою роль. Очень заметно уменьшилось также число докладов, представленных небольшими группами авторов.

Продолжается модернизация больших экспериментальных установок, прослеживается тенденция к вводу новых диагностик. Исследователи стараются увеличить эффективность исследований, но эти стремления сдерживаются недостаточным госбюджетным финансированием исследований.

ПРОЕКТ ИТЭР. ШАГ В ЭНЕРГЕТИКУ БУДУЩЕГО

На сессию “Проект ИТЭР. Шаг в энергетику будущего” (председатель секции А.В. Красильников) в этом году было представлено 40 докладов. Доклады были посвящены состоянию работ по созданию систем ИТЭР, разрабатываемых и изготавливаемых в России.

К таким системам относится “Диверторный монитор нейтронного потока” (ДМНП). Для этой диагностики предстоит важный этап – финальный проект диагностики должен пройти защиту в международной организации ИТЭР. Диагностика должна обеспечить измерение полного нейтронного выхода и термоядерной мощности реактора ИТЭР с заданной точностью и временным разрешением. Чтобы удовлетворить требованиям ИТЭР по вакууму, было принято новое техническое решение о переносе модуля ДМНП с диверторной кассеты на поверхность вакуумной камеры. Для новой позиции размещения модуля ДМНП выполнены уточненные ядерно-физические расчеты, которые включали в себя анализ воздействия нейтронного излучения, анализ наведенной активности в применяемых материалах и радиационных отходов. Подробные физико-технические данные проектов регистрации нейтронов представляются ниже.

Вертикальная нейтронная камера (ВНК) ИТЭР – это диагностическая система, предназначенная для построения профиля нейтронного источника в реальном времени. ВНК имеет 11 хорд наблюдения, расположенных в верхнем (№ 18) и нижнем (№ 14) портах вакуумной камеры токамака. Для детектирования быстрых нейтронов в ВНК используются ионизационные камеры деления на основе ^{238}U и алмазные детекторы. В настоящий момент диагностика находится на стадии разработки финального проекта. При разработке данной диагностической системы была успешно решена проблема значительного фона рассеянных нейтронов в каналах коллиматоров. За счет оптимизации конструкции детекторов и формы коллиматоров удалось улучшить в

3–4 раза соотношение сигнал–фон. Был изготовлен блок детектирования быстрых нейтронов (БДБН) оптимизированной конструкции и выполнены испытания детекторов в условиях, приближенных к условиям в каналах коллиматоров ВНК: рабочая температура до 150°C , технологический прогрев до 250°C , поток 14 МэВ нейтронов с плотностью потока до 10^9 н/см² с. По результатам испытаний можно сделать вывод, что детекторы БДБН обеспечат измерение нейтронного потока в условиях ИТЭР с требуемой по проекту погрешностью.

Был рассмотрен статус работ по диагностике “Спектроскопия водородных линий (СВЛ)” для ИТЭР. Диагностика находится в стадии изготовления.

В ИЯФ СО РАН проводятся работы по интеграции диагностических портов ИТЭР. В ходе прошедшего периода был выполнен очередной этап проектирования верхних портов. На каждом этапе проектирования работоспособность разрабатываемых конструкций была подтверждена серией инженерных расчетов по моделированию радиационных, тепловых, гидравлических, электромагнитных, сейсмических и механических нагрузок. Обсуждалась подготовка производственных мощностей ИЯФ СО РАН к изготовлению и сборке оборудования для размещения диагностических систем в соответствии с правилами и требованиями французского кода RCC-MR 2007. Проведены тесты керамики карбида бора для защиты диагностических портов. Это обусловлено тем, что в ИЯФ СО РАН для нейтронной защиты разрабатываемых институтом порт-плагов ИТЭР предложено использовать керамику из карбида бора, так как она имеет малый вес, что критично для порт-плагов, и бор имеет высокое сечение захвата нейтронов. Однако в ходе концептуального проектирования вакуумной камеры ИТЭР использовать керамику В4С не предполагалось, в то время как на этапе финального проектирования экваториального порт-плага (ЭПП) № 11 планируется использование большого количества такой керамики.

В Проектном центре ИТЭР идет разработка диагностики “Диверторный монитор нейтронного потока” (ДМНП), предназначенной для определения выхода нейтронов и термоядерной мощности плазмы ИТЭР в широком динамическом диапазоне измерений. Временное разрешение диагностики составляет 1 мс. Требуемая относительная погрешность измерений для DT-плазмы – 10%, а для DD-плазмы – 20%. В качестве детекторов ионизирующего излучения будут применены ионизационные камеры деления (ИКД) с различным изотопным составом и массой делящегося вещества (изотопы урана ^{235}U и ^{238}U). ИКД с ^{238}U особенно чувствительны к нейтронам

высоких энергий (>1 МэВ). Для минимизации влияния на измерения тепловых нейтронов в данных детекторах планируется использование ^{238}U с изотопной чистотой 99.9999%. В течение эксплуатации ИТЭР в данных ИКД нарабатывается ^{239}Pu изотоп плутония, что ведет к изменению чувствительности детекторов до 8%. Изменение чувствительности ИКД будет вносить дополнительную погрешность в измерения. Кроме того, столь высокая степень содержания ^{238}U ведет к увеличению стоимости изготовления детекторов ДМНП. Применение отвального урана или урана промежуточной чистоты не требует существенной переработки конструкции ИКД ДМНП, так как чувствительность меняется не более чем на 17% относительно особо чистого урана (при этом погрешность нанесения урана на обкладки ИКД $\sim 20\%$). Применение отвального урана существенно удешевит стоимость изготовления ИКД.

Серия физических экспериментов по ослаблению нейтронного потока проведена на стенде нейтронной диагностики. Ионизирующее излучение создавалось импульсными нейтронными генераторами ИНГ-07Д (энергия нейтронов 2.5 МэВ) и ИНГ-07Т (энергия нейтронов 14 МэВ). В качестве барьерного материала, ослабляющего нейтронное излучение, использовались следующие образцы конструкционных материалов ИТЭР: полиэтилен, нержавеющая сталь SS316L-IG и бронза марки БрХЦр. Толщина барьера варьировалась от 4 см до 24 см. В качестве монитора потока прямых нейтронов, измеряющего распределение нейтронов по энергиям, использовался сцинтилляционный детектор на основе кристалла паратерфенила. Анализ проведенных экспериментов позволил подтвердить корректность ядерных констант для используемых материалов.

На заседаниях секции были представлены доклады, посвященные численному моделированию работы диагностик ИТЭР. Например, было проведено численное моделирование диагностики “Активная спектроскопия ИТЭР” с использованием технологии трассировки лучей. Был разработан код “sxrs” для моделирования спектров излучения плазмы, регистрируемых этой диагностикой, которая основана на регистрации и анализе излучения, возникающего в результате перезарядки ядер легких примесей плазмы на нейтральных атомах диагностического пучка. Диагностика позволяет определить концентрацию и температуру ядер легких примесей, а также скорость движения плазмы как целого. Для разработки кода был выбран язык программирования Python. Разработанный код позволяет учесть особенности геометрии стенок реактора ИТЭР, а также вклад отраженного света в регистрируемые спектры излучения плазмы.

В проектом центре ИТЭР также проводятся работы по исследованию свойств различных кристаллов, которые можно использовать в проектируемых диагностиках. Один из докладов был посвящен синтезу CVD-алмаза электронного качества для радиационно-стойких приборов и детекторов ионизирующего излучения. Синтетический алмаз является перспективным материалом для создания детекторов ионизирующих излучений, в которых нуждаются термоядерные и космические исследования, атомная энергетика, медицина и другие отрасли. На основе алмаза может быть создана элементная база для сильноточной электроники, уникальные электронные и оптические устройства для работы в условиях повышенной радиации, высоких температур, химически агрессивных сред. Проведенные в “Проектом центре ИТЭР” исследования качества алмазного материала различных изготовителей показали, что только компания Element 6 производит CVD алмазные кристаллы электронного качества. Сегодня уже понятно, что широкое применение алмаза вызовет технологическую революцию в электронике, поэтому крайне актуальным является создание технологии отечественного производства синтетических CVD алмазных монокристаллов электронного качества. В другом докладе был дан анализ характеристик кристалла хлорида лантана LaCl_3 для целей нейтронной диагностики дейтериевой плазмы. В ходе работы со сцинтилляционным детектором на основе LaCl_3 (CE – Conformité Européenne, т.е. “европейское соответствие”) получены следующие результаты: измерен собственный фон кристалла, измерен отклик кристалла при регистрации DD-нейтронов, создаваемых импульсным генератором нейтронов ИНГ-07Д, на основании измеренных откликов подобраны оптимальные параметры деления, получены разделенные амплитудные спектры при регистрации α -частиц, γ -квантов и нейтронов. Полученные экспериментальные результаты позволяют говорить о перспективности использования детектора на основе LaCl_3 в целях спектрометрии быстрых DD-нейтронов с использованием цифрового метода деления сигналов по формам импульсов. Показана возможность калибровки детектора на основе LaCl_3 (CE) с использованием собственного фона кристалла.

Также были представлены доклады, посвященные сбору и обработке экспериментальных данных диагностик, а также вопросам, связанным с интеграцией технологических и диагностических систем в центральную систему управления на различных стадиях работы ИТЭР: при запуске установки и во время получения первой плазмы. Отдельно рассмотрены вопросы интеграции и

управления диагностическими комплексами установки в режиме удаленного доступа в рамках созданного в Проектном центре ИТЭР “Центра удаленного доступа”.

Были представлены результаты исследований особенностей накопления дейтерия в образцах из вольфрама с добавкой тантала, а также особенностей накопления трития в вольфраме, в том числе, содержащем электронно-индуцированные дефекты структуры.

Было исследовано влияние конверсии мод при отражении излучения от стенок на многопроходное поглощение внешнего электронного циклотронного излучения на начальной стадии разряда в ИТЭР. Из-за технологических особенностей токамака-реактора ИТЭР омический пробой рабочего газа будет возможен для узкого диапазона значений давления нейтрального газа и ограниченного содержания примесей. Поэтому для ионизации рабочего газа на начальной стадии разряда в ИТЭР, для преодоления радиационного барьера и увеличения тока плазмы, предусмотрено использование электронно-циклотронного резонансного нагрева.

Работа секции была успешной. Она показала существенный прогресс в научно-исследовательских и конструкторских работах в поддержку проекта ИТЭР в рамках ответственности по поставкам Российской Федерации.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

XLVIII Международная Звенигородская конференция по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу является единственным ежегодным крупномасштабным научным форумом ученых, работающих в области физики плазмы и управляемого термоядерного синтеза в России и странах СНГ. Она проходила уже в 48-й раз и собрала на свои заседания более 650 участников из научных центров России и других стран. Число российских (56) и иностранных организаций (11), представивших доклады на конференцию, стабильно остается на высоком уровне.

Уровень экспериментальных исследований, выполненных российскими учеными на крупных российских установках в области магнитного удержания горячей плазмы, пока еще достаточно высок, несмотря на физическое и концептуальное старение экспериментального и диагностического оборудования. В течение ряда лет в России отсутствует стратегическая национальная программа по управляемому термоядерному синтезу, в рамках которой развивались бы исследования одновременно на нескольких крупных установках УТС с параметрами плазмы близкими условиям термоядерного реактора, например, сверхпроводящие токамак, стелларатор, осесим-

метричная ловушка. Важным является также создание ряда средних плазменных установок в университетах для начального обучения студентов и подготовки аспирантов для работы с высокотемпературной плазмой. Отсутствие такой программы уже привело к отставанию российских научных центров, ведущих исследования по управляемому термоядерному синтезу и термоядерным технологиям на десятилетия от исследований по этим направлениям, ведущихся в технологически лидирующих странах.

С 2021 года в России началась реализация Комплексной программы Российской Федерации “Развития техники, технологий и научных исследований в области использования атомной энергии на период до 2024 года”. Эта программа разработана в ГК РОСАТОМ при участии ведущих российских научных центров, финансируется как государственной корпорацией, так и государственным бюджетом РФ, она в значительной части стимулирует развитие ядерной энергетики и ядерных технологий и их широкое применение в экономике России. Важно, что в составе Комплексной программы имеется важная подпрограмма “Разработка технологий управляемого термоядерного синтеза и инновационных плазменных технологий”, которая является верным шагом, направленным на преодоление научно-технического отставания России по управляемому термоядерному синтезу. Необходимо чтобы за ней последовали следующие шаги, которые в совокупности сформируют широкую национальную программу исследований по фундаментальным и прикладным направлениям физики плазмы. Следует иметь в виду, что в результате реализации программы международного проекта ИТЭР, разработанные новые технологии должны быть освоены российскими учеными и инженерами для их успешного применения в разработках российских промышленных термоядерных реакторов, что невозможно в отсутствие национальной программы по физике плазмы и УТС.

Современный мировой уровень лазерно-плазменных исследований требует создания в крупных научных центрах России, по крайней мере, двух конкурирующих мультитераваттных лазерных систем, направленных на решение проблемы ЛТС и смежных задач. Также целесообразно создать сеть из нескольких лазерных установок с меньшей мощностью, на которых было бы возможно проверять новые идеи и экспериментальные схемы, а также проводить отработку новых диагностик. Так эффективно работают научные программы стран Европы, Японии, Китая и США. В России стратегических долгосрочных планов строительства таких лазерных установок нет, и это ведет к дальнейшему отставанию наших научных исследований по ЛТС от уже достигнутого мирового уровня.

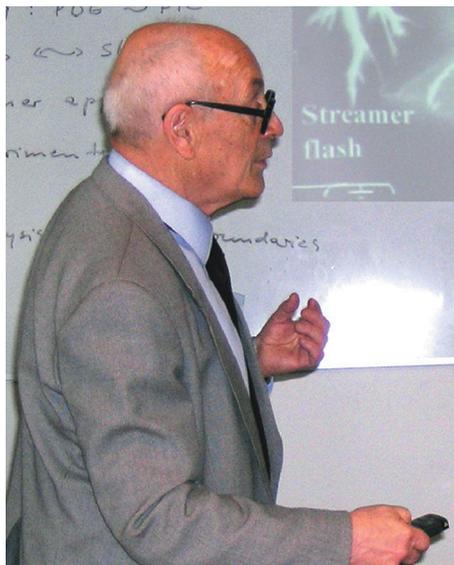
Работа выполнена в соответствии с государственными заданиями по темам “Физика высокотемпературной плазмы. Фундаментальные проблемы динамики, удержания и нагрева плазмы в трехмерных магнитных конфигурациях” (0024-2019-0006) и “Фундаментальные основы плазменных и микроволновых технологий” (0024-2019-0011).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. “XLVIII Международная Звенигородская конференция по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу” 15–19 марта 2021 г., г. Москва. Сборник тезисов докладов. М.: ЗАО НТЦ ПЛАЗМАИОФАН. 246 с. ISBN 978-5-6042115-4-0.
2. http://www.fpl.gpi.ru/Zvenigorod/XLVIII/Zven_XLVIII.html

ПАМЯТИ ЮРИЯ ПЕТРОВИЧА РАЙЗЕРА (26.01.1927–25.06.2021)

DOI: 10.31857/S0367292122010103



25 июня 2021 г. на 95-м году жизни после тяжелой болезни скончался Юрий Петрович Райзер, всемирно известный физик в области ударных волн, сильных взрывов, газовых разрядов, взаимодействия лазерного излучения с плазмой, главный научный сотрудник Института проблем механики им. А.Ю. Ишлинского РАН.

Весь научный путь Ю.П. Райзера был связан с институтами Академии наук СССР (РФ), где он начал работать после окончания Ленинградского политехнического института в 1949 г. Сначала это был Институт химической физики, где Ю.П. Райзер работал в Секторе, который в 1962 г. был переведен в Институт физики Земли, а в 1965 г. он перешел в Институт проблем механики. Им опубликовано более 200 научных работ и 7 монографий, 6 из которых переведено на английский язык ведущими научными издательствами США и Великобритании.

Ю.П. Райзер сразу же располагал к себе людей своей контактностью и благожелательностью. Его характерной чертой как физика было умение выделить главное и отбросить второстепенное в постановке и решении задачи. Эта черта, ставшая еще более яркой в результате совместной работы

с академиком Я.Б. Зельдовичем, помогала Юрию Петровичу оставаться на переднем крае науки; в пятидесяти–шестидесяти годы прошлого века это была теоретическая и прикладная физическая газодинамика, которая в то время находилась в стадии становления и быстрого развития. Если отвлечься от лазерной и газоразрядной тематики более позднего времени, то можно сказать, что работа Юрия Петровича в ИХФ и ИФЗ стала его “Болдинской осенью” и привела к расцвету его таланта.

В это время были созданы теория оптических свойств ударных волн в воздухе, радиационной структуры ударных волн в газе (совместно с Я.Б. Зельдовичем) и теория оптических явлений, сопровождающих развитие огненного шара при сильном взрыве в воздухе. В 1963 г. вышла в свет книга Я.Б. Зельдовича и Ю.П. Райзера “Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений”. Работа над книгой, не имевшей аналогов в мировой литературе, была, безусловно, настоящим подвигом ее авторов. Книга была быстро переведена на английский язык и сразу же стала настольной для широкого круга физиков и механиков.

В ИПМ Ю.П. Райзер работал, главным образом, в области квантовой электроники и физики газового разряда. Была создана теория пробоя газов лазерным излучением, теория “световой детонации” и общая теория распространения газового разряда в ВЧ-, СВЧ- и оптическом полях. Много важных результатов было получено в теории тлеющего и ВЧ-разрядов. Вершиной этой работы стали 4 монографии, главной из которых можно считать “Физику газового разряда”. В ней с единых физических позиций удалось описать чрезвычайно разнообразные по своему проявлению газоразрядные процессы. Эта монография в настоящее время является настольной книгой практически в любой исследовательской лаборатории, занимающейся разрядами в газах.

Последнее увлечение Ю.П. Райзера – длинная искра во всех ее проявлениях, от лабораторных стримеров и лидеров до многокилометровых молний и еще более длинных плазменных каналов в верхних слоях атмосферы и в ионосфере. До последнего времени эта область физики газового

разряда была обделена вниманием “чистых” физиков-теоретиков, несмотря на огромный экспериментальный материал, что был накоплен за полвека. Чтобы заняться его систематизацией и увидеть единство газоразрядных процессов в, казалось бы, несвязанных фактах, нужно было обладать не только обостренным физическим чутьем, но и просто мужеством. Результатом этой работы стали две монографии (совместно с Э.М. Базеляном) “Искровой разряд” и “Физика молнии и молниезащиты”, которые вышли одновременно на русском и английском языках, завоевав популярность у многих исследователей.

В течение нескольких десятилетий под руководством Ю.П. Райзера работал “газоразрядный” семинар, который, по сути дела, носил статус всесоюзного. Ведущие ученые страны считали за честь выступить на нем, а ученые из “глубинки” имели возможность апробировать свои результаты перед самой взыскательной аудиторией.

За свои работы Ю.П. Райзер был удостоен Ленинской премии СССР, Государственной премии РФ и Пеннинговской премии. Он являлся на протяжении долгого времени членом редакцион-

ной коллегии и региональным редактором (по РФ и республикам бывшего СССР) международного журнала “Plasma Sources: Science and Technology”, издаваемого в Великобритании.

Наряду с интенсивной научной деятельностью, Ю.П. Райзер уделял большое внимание подготовке научных кадров. В течение многих лет он вел педагогическую работу в качестве профессора МФТИ.

Юрий Петрович был разносторонним человеком, любил литературу, в которой он обладал энциклопедическими познаниями, обладал прекрасным чувством юмора. У него был литературный талант и умение о сложном сказать просто, чем объясняется огромная популярность его книг. Он активно занимался спортом, отдавая предпочтение большому теннису. В юности он брал уроки игры на скрипке, и любовь к музыке и искусству у него осталась на всю жизнь.

В памяти его учеников и встречавшихся с ним людей он останется Ученым, Человеком и Учителем, высоким примером бескорыстного служения науке.