
СОДЕРЖАНИЕ

Том 47, номер 4, 2021

ТОКАМАКИ

Исследование спектрального уширения линии нижнегибридной волны в режимах генерации тока и нагрев ионов на токамаке ФТ-2

В. В. Дьяченко, А. Б. Алтухов, Е. З. Гусаков, Л. А. Есипов, А. Н. Коновалов, С. И. Лашкул, А. Ю. Степанов, С. В. Шаталин

291

Влияние высокотемпературных эффектов на интерпретацию измерений времени задержки зондирующей волны в рефрактометрии ИТЭР

К. Ю. Афонин, В. Г. Петров

299

КОСМИЧЕСКАЯ ПЛАЗМА

Дифракция электромагнитных волн на конечной пластине с условиями Неймана в холодной плазме

S. Hussain, M. Ayub

307

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПЛАЗМЫ С ПОВЕРХНОСТЯМИ

Исследование компонентов защитной графитовой облицовки камеры токамака Т-15МД стационарными плазменными нагрузками в установке ПЛМ и мощными электронными пучками

С. Д. Федорович, А. В. Карпов, В. П. Будаев, С. А. Грашин, М. К. Губкин, А. П. Слива, Ю. В. Мартыненко, А. Ю. Марченков, М. В. Лукашевский, З. А. Заклецкий, Г. Б. Васильев, К. А. Rogozin, В. Чан Куанг

316

ДИНАМИКА ПЛАЗМЫ

Моделирование эволюции гетерофазного токопровода вакуумной транспортирующей линии при пропускании мощного импульса тока

В. В. Александров, А. В. Браницкий, Е. В. Грабовский, Г. М. Олейник, Е. И. Предкова, А. А. Самохин, С. И. Ткаченко, И. Н. Фролов, К. В. Хищенко, А. О. Шишлов

327

Плазменный рельсотрон с капиллярно-пористыми электродами

Ю. В. Мартыненко, М. Ю. Нагель

334

Протяженный тлеющий разряд постоянного тока с сетчатым анодом в гелии

Х. Луи, Ч. Yuan, С. Автаева, А. Кудрявцев, J. Yao, Zh. Zhou, X. Wang

341

ЛАЗЕРНАЯ ПЛАЗМА

Модель сферического ионного диода с лазерно-плазменным анодом для генерации нейтронов

А. Е. Шиканов

350

ДИАГНОСТИКА ПЛАЗМЫ

Исследование побочных явлений, возникающих при очищении поверхности вольфрама с помощью тлеющего разряда в водороде

F. Sedighi, C. Rasouli, D. Iraj, A. Kouhi, H.R. Kheiri, H. Rasouli, M. Seyedhabashi

357

НИЗКОТЕМПЕРАТУРНАЯ ПЛАЗМА

Численное исследование динамики электронной лавины в формирующемся катодном слое самостоятельного объемного разряда

В. В. Лисенков, Ю. И. Мамонтов

371

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

Подпороговый разряд в микроволновом пучке как основа плазмохимического реактора, предназначенного для очистки городской воздушной среды от избыточного содержания сероводорода

*К. В. Артемьев, Г. М. Батанов, Н. К. Бережецкая, В. Д. Борзосексов,
А. М. Давыдов, Н. А. Кожевникова, И. А. Косый, К. А. Сарксян,
В. Д. Степахин, С. О. Сысоев, С. М. Темчин, Н. К. Харчев*

379

Памяти Валерия Александровича Курнаева (21.12.1942–23.11.2020)

383

УДК 533.9

ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРАЛЬНОГО УШИРЕНИЯ ЛИНИИ НИЖНЕГИБРИДНОЙ ВОЛНЫ В РЕЖИМАХ ГЕНЕРАЦИИ ТОКА И НАГРЕВ ИОНОВ НА ТОКАМАКЕ ФТ-2

© 2021 г. В. В. Дьяченко^{а, *}, А. Б. Алтухов^а, Е. З. Гусаков^а, Л. А. Есипов^а,
А. Н. Коновалов^а, С. И. Лашкул^а, А. Ю. Степанов^а, С. В. Шаталин^а

^а Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия

*e-mail: v.dyachenko@mail.ioffe.ru

Поступила в редакцию 31.07.2020 г.

После доработки 14.10.2020 г.

Принята к публикации 14.11.2020 г.

Описаны эксперименты на токамаке ФТ-2 по выяснению роли параметрических распадных неустойчивостей в уменьшении эффективности генерации не индукционного тока, возбуждаемого с помощью электромагнитных волн нижегибридного диапазона частот. Наиболее обсуждаемым вариантом такой неустойчивости является распад волны накачки на дочерние высокочастотные волны и низкочастотные ионно-звуковые квазимоды. Проведенные исследования показали, что в условиях эксперимента на ФТ-2 ионно-звуковая неустойчивость не оказывает решающего влияния на снижение эффективности генерации тока нижегибридными волнами.

Ключевые слова: токамак, нижегибридная генерация тока, параметрические распадные неустойчивости

DOI: 10.31857/S0367292121040053

1. ВВЕДЕНИЕ

Эксперименты по генерации тока с помощью нижегибридных волн, проведенные на многих токамаках, показали гораздо более быстрое уменьшение эффективности генерации тока с ростом плотности [1–5], чем предсказывает теория. Это явление связывают с наличием паразитных механизмов на плазменной периферии, препятствующих проникновению НГ волны в центр разряда. Основными процессами, приводящими к периферийной диссипации энергии волны накачки, могут являться рассеяние волны на колебаниях плотности [6], столкновительное поглощение [7] и параметрические распадные неустойчивости (ПРН), исследованию которых уже уделено много внимания как в теории [8, 9], так и в экспериментах [1–5]. Обнаружено существование корреляции между развитием ПРН и деградацией эффективности генерации тока, но отсутствует общепринятое понимание как роли (сопутствующая или доминирующая) ПРН, так и конкретного механизма и схемы распадной неустойчивости, ответственной за прекращение генерации тока.

В настоящее время обсуждаются две возможные схемы ПРН, наблюдавшиеся на разных токамаках. Одна — это параметрический распад волны

накачки на низкочастотную (НЧ) ионно-циклотронную квазимоду и дочернюю высокочастотную (ВЧ) волну с пониженной частотой [10, 11]. Другая схема: распад на НЧ ионно-звуковую (ИЗ) квазимоду и ВЧ дочернюю ветвь [12, 13]. В первом случае в спектре радиочастотного излучения из плазмы наблюдается каскад убывающих по частоте ВЧ-сателлитов, отстоящих друг от друга на величину ионно-циклотронной частоты. При каскадном расщеплении волны накачки по этой схеме заметная часть мощности может уходить в НЧ ионно-циклотронные колебания и вкладывается в ускорение ионов, энергетически ослабляя волну накачки. В другой схеме энергия волны накачки затрачивается на возбуждение ионно-звуковых колебаний, на которых рассеивается волна накачки, что проявляется в существенном частотном уширении пика волны накачки. Оба процесса могут иметь низкие значения пороговой ВЧ-мощности и, как правило, локализованы в периферийных слоях плазмы токамака.

На токамаке ФТ-2 была проведена серия экспериментов по детальному исследованию этих параметрических распадных неустойчивостей в водородной и дейтериевой плазмах. В частности, в [14] была сделана попытка оценить роль ПРН с участием ионно-циклотронных квазимод. В настоящей работе основное внимание уделено ча-

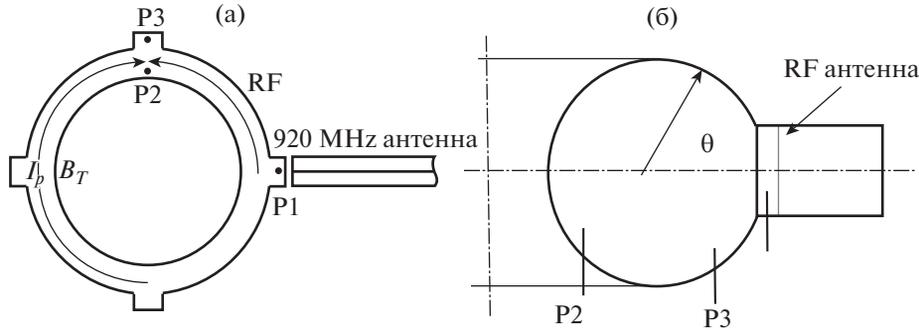


Рис. 1. Схема расположения измерительных зондов в токамаке ФТ-2. а) – вид на токамак сверху, б) – в проекции на полоидальное сечение.

стотному уширению пика волны накачки, которое многие исследователи связывают с параметрической раскачкой ионно-звуковых колебаний и с деградацией генерации тока.

2. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

Взаимодействие НГ-волн с плазмой экспериментально исследовалось на небольшом токамаке ФТ-2 ($R = 0.55$ м, $a = 0.08$ м, $B_T \leq 3$ Тл, $I_p = 19\text{--}40$ кА, $f_0 = 920$ МГц, $P_{RF} < 200$ кВт) [15, 16]. Для этой цели были использованы новые экспериментальные подходы, дополнительные диагностики и расширено число используемых зондов. В экспериментах использовался магнетронный генератор с рабочей частотой $f_0 = 920$ МГц, выходной мощностью P_{RF} до 200 кВт при длительности импульса τ_{RF} до 10 мс. Ток плазмы и основные параметры разряда менялись в пределах $I_p \approx (20\text{--}30)$ кА, $\langle n_e \rangle = (1\text{--}10) \times 10^{19}$ м $^{-3}$, $T_e(0) = (350\text{--}400)$ эВ, $T_i(0) = (80\text{--}120)$ эВ. ВЧ-антенна представляла собой двухволноводный грилл, который при фазировке волноводов $+\pi/2$ и плотности $\langle n_e \rangle = 3 \times 10^{19}$ м $^{-3}$ обеспечивал основные “пиковые” значения в спектре продольных замедлений НГ волны, вводимой в плазму, при $N_{||0} = +3.4$ (примерно 41% подводимой мощности) и $N_{||0} = -1.7$ (19%). Взаимное расположение антенны и приемной аппаратуры показано на рис. 1а,б. В качестве одной из приемных антенн использовался многоэлектродный ленгмюровский зонд Р3, расположенный в сечении, смещенном на 90° в тороидальном направлении по отношению к ВЧ-антенне. Зонд размещался в SOL на стороне слабого магнитного поля (LFS) при полоидальном угле $\theta = 310^\circ$ по отношению к экваториальной плоскости камеры. В этом же сечении, но со стороны сильного поля, размещался одноштырьковый ВЧ-зонд Р2 ($\theta = 220^\circ$). Такой же ВЧ-зонд Р1 установлен в сечении антенны со стороны слабого поля под гриллом ($\theta = 320^\circ$). ВЧ-сигнал с зондов

подавался через развязывающие трансформаторы на анализаторы спектра. Зонды Р1 и Р2 конструктивно одинаковы, также как одинаковы передающие сигнал цепи. Большая часть измерений была выполнена с помощью широкополосного (до 8 ГГц) цифрового 4-канального осциллографа Keysight MSOS804A. В нашем случае осциллограф анализировал сигнал излучения в полосе частот от нуля до 1.1 ГГц за временной интервал 200 мкс. При обработке и анализе полученных данных определялись наличие спектральных составляющих, их временная эволюция и интенсивность. В силу малых размеров зондов ($l = 5$ мм $\ll \lambda$ – вакуумной длины волны излучения) их чувствительность очень низкая (от -80 дБ до -40 дБ в полосе частот $0\text{--}1$ ГГц, но АЧХ достаточно гладкая с плавным снижением чувствительности в область низких частот. АЧХ зондов исследовалась с помощью анализатора цепей Agilent E5061B на широкополосном стенде – коаксиальной секции. В узкой полосе частот $f_0 = 920 \pm 50$ МГц чувствительность зондов не меняется. Помимо зондовых измерений, спектральный состав излучения из плазмы исследовался в отраженном сигнале волноводной антенны (высокочастотный диапазон), что позволяло проводить качественное сравнение наблюдаемых явлений. Основной материал базируется на данных, полученных с ВЧ-зондов Р1, 2, 3.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Характерной особенностью экспериментов по генерации тока, как отмечалось выше, является существование некоторой предельной плотности $\langle n_{elim} \rangle$, т.н. *density limit* [3–5, 13, 14]. Эффективная генерация тока имеет место при плотностях меньших предельной и быстро прекращается при ее превышении, хотя теоретически предсказываемая эффективность генерации тока при увеличении плотности должна уменьшаться как $1/n_e$ [2]. В качестве примера “досрочной” деградации ге-

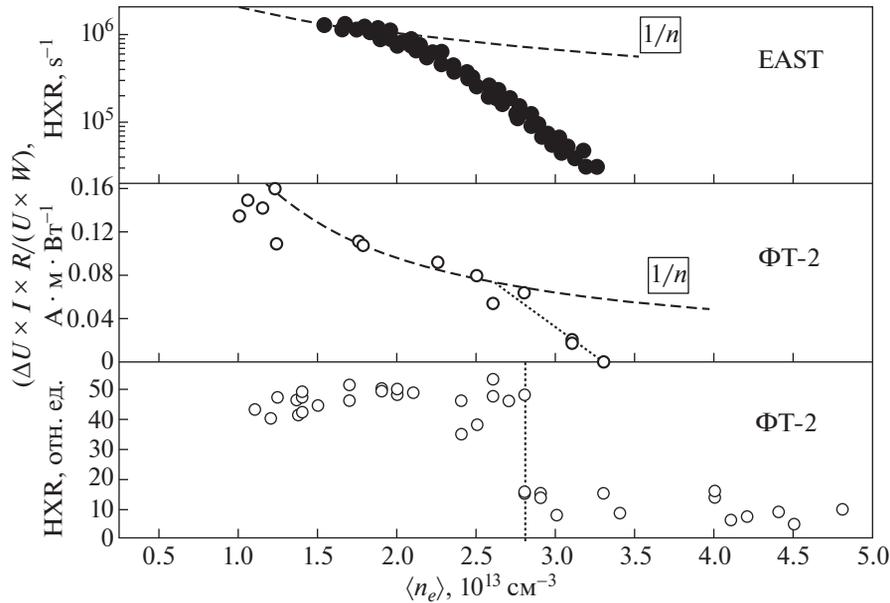


Рис. 2. Сравнение величины пороговой плотности. Сверху вниз: для токамака EAST – интенсивность рентгеновского излучения (дейтерий, 2.45 ГГц); для токамака ФТ-2 – эффективность генерации тока $\Delta U \times I \times R / (U \times P_{RF})$, $\text{A} \cdot \text{m} \cdot \text{Вт}^{-1}$ (водород, 920 МГц); ФТ-2 – интенсивность жесткого рентгеновского излучения (водород).

нерации тока на рис. 2а, б, в показана эволюция надтеплового (до 200 кэВ) рентгеновского излучения из объема плазмы (токамак EAST [5]), относительной подсадки напряжения обхода и жесткого рентгеновского излучения (токамак ФТ-2) в зависимости от средней плотности плазмы. Для ФТ-2 в водородной плазме генерация тока резко снижается при $\langle n_{elim} \rangle \approx 2.5 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$ (в дейтериевой – $3 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$); для EAST в дейтериевой плазме и при частоте волны накачки 2.45 ГГц деградация тока начинается раньше, при $\langle n_{elim} \rangle \approx (1-1.5) \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$, хотя частота накачки гораздо выше. Причина такого различия может быть связана с аппаратурным эффектом уменьшения сигнала из-за обрезания фильтром потока HXR при снижении энергии квантов или с разной природой механизмов, ограничивающих эффективность генерации тока. Поэтому при исследовании причин деградации генерации тока естественно сравнение принимаемого излучения в двух режимах разряда токамака: допороговый – режим генерации тока, $\langle n_e \rangle < \langle n_{elim} \rangle$, и после порога, $\langle n_e \rangle > \langle n_{elim} \rangle$, – режим, когда начинается ускорение ионов плазмы. На рис. 3 показаны эпюры поведения основных параметров разряда токамака ФТ-2 для значений плотности перед ВЧ-импульсом $\langle n_e \rangle = 1 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$ и $3 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$ для водородной плазмы, т.е. до и после порога. Примеры усредненных спектров вблизи частоты волны накачки f_0 , снятых зондами P1 и P2, для этих двух значений плотности показаны на рис. 4а, б. Се-

рым цветом изображен контур линии волны накачки в отсутствие плазмы. Усреднение производилось следующим образом: сигнал разбивался на 10 временных промежутков, для каждого из которых вычислялась спектральная площадь мощности, после чего полученные образы поточно складывались и нормировались на число временных промежутков. Сразу необходимо отметить, что сигналы с разных зондов (источников) качественно были подобны. Более существенную роль играет расположение зондов по отношению к излучающей антенне. Зонд P1 расположен в периферийной плазме в ближней зоне антенны, плазма оказывает слабое влияние на его показания, амплитуда пика волны накачки почти не зависит от плотности плазмы, рис. 5. Тогда как зонды P2 и P3, расположенные через четверть обхода тора ($\approx 1 \text{ м}$), более полно отражают процессы в плазме; при этом нужно понимать, что зонды в первую очередь чувствуют незамедленные и слабо замедленные волны, распространяющиеся в плазменной периферии. Замедленные волны из глубины плазменного шнура могут достигать зондов благодаря вторичным процессам рассеяния, трансформации и т.д. Кроме того, зонды обладают некоторой избирательностью к поляризации волны. Поэтому интерпретация зондовых сигналов требует определенной аккуратности.

Видно, что при прохождении волны через плазму пик волны накачки заметно уширяется по частоте, тогда как амплитуда пика (зонд P2) с ростом плотности уменьшается, рис. 6. Это ушире-

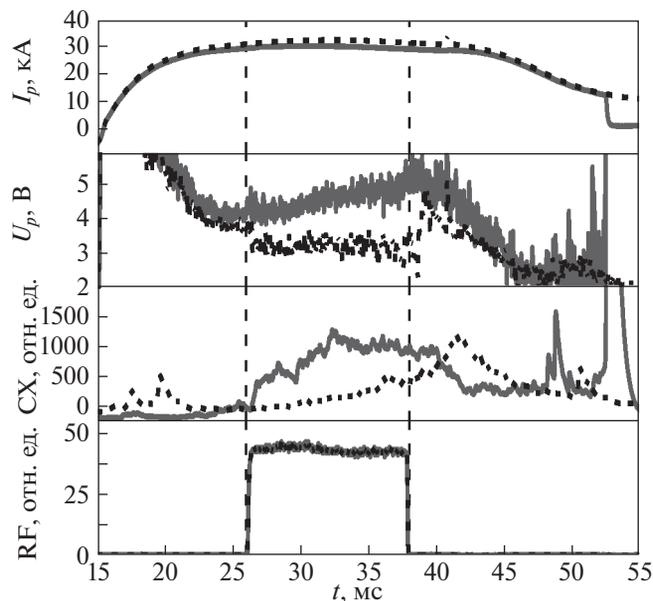


Рис. 3. Эволюция параметров разряда в водороде для двух режимов токамака ФТ-2. Сверху вниз: ток разряда, напряжение на обходе, поток атомов перезарядки с $E = 980$ эВ, ВЧ-импульс. Сплошная линия – $\langle n_e \rangle = 3 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$, пунктирная – $\langle n_e \rangle = 1 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$.

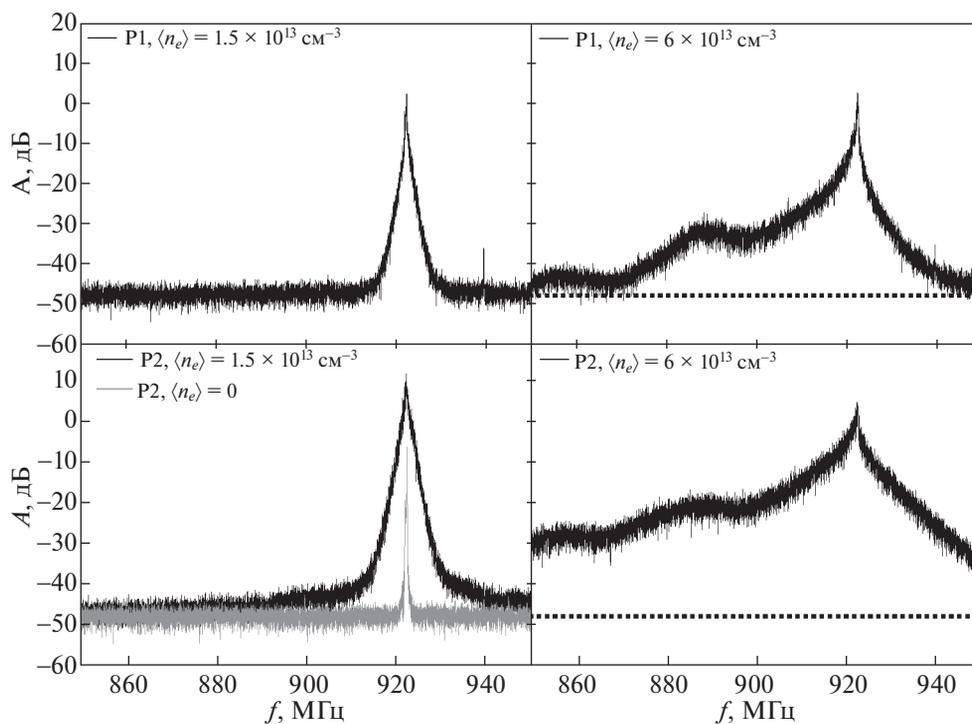


Рис. 4. Частотные спектры пика волны накачки для двух значений плотности и двух зондов: $\langle n_e \rangle = 1.5 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$ и $\langle n_e \rangle = 6 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$. Инструментальный контур пика в отсутствие плазмы показан серым цветом.

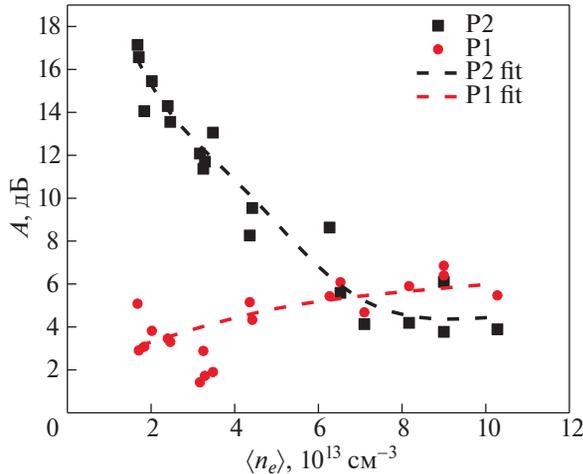


Рис. 5. Зависимость амплитуд зондовых сигналов от плотности для зондов P1 и P2, водород. Штриховые линии – аппроксимирующие кривые.

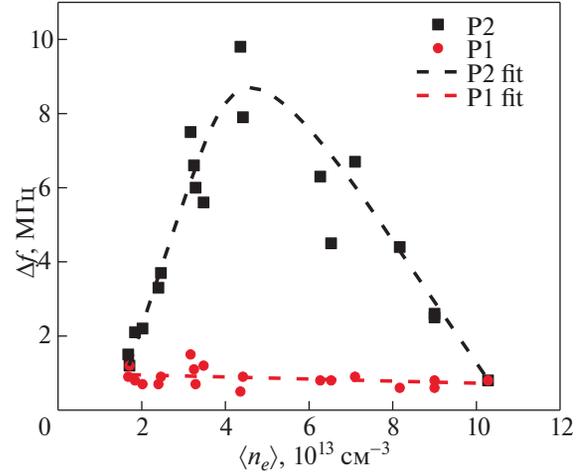


Рис. 6. Зависимость уширения Δf_0 от плотности для двух зондов: ближнего к антенне P1 и удаленного P2.

ние существенно меньше на ближнем к антенне зонде P1, чем на дальнем, зонд P2. Количественные измерения уширения пика Δf_0 проводились на уровне -10 дБ от максимальной величины сигнала. Подобная методика обработки использовалась и на других токамаках (EAST, FTU). Следует отметить, что узкий пик частоты накачки ($\Delta f_0 \approx 0.05$ МГц) присутствует на всех спектрах. Он связан частично с поверхностью, незамедленной волной, а также является частью наводки на регистрирующую схему. При обработке спектров этот пик вырезался с помощью цифровой технологии.

При увеличении плотности в разряде уширение Δf_0 сначала растет, достигает величины 8 МГц для зонда P2, причем, при переходе через значение пороговой плотности никаких особенностей в величине уширения не наблюдается, рис. 6. При плотности выше $(5-6) \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$ величина уширения начинает уменьшаться. Здесь также можно отметить, что уширение существенно зависит от расстояния между антенной и положением зонда: на удаленном зонде P2 уширение намного больше, чем на ближнем зонде P1. Большого различия в величине уширения при работе с водородом и дейтерием не обнаружено, хотя в дейтериевой плазме Δf_0 всегда меньше, как и должно быть из-за ионно-звукового закона дисперсии.

Следует также отметить небольшую асимметрию между “красной” и “синей” частями пика волны накачки $\Delta f_{down}/\Delta f_{up}$, где Δf_{down} , Δf_{up} – уширение в “красную” и “синюю” стороны от центральной частоты f_0 . Уширение в “красную” сторону возрастает с ростом плотности быстрее, чем

в “синюю”, рис. 7. Совсем другой результат наблюдается при измерении уширения на уровне -20 дБ от амплитуды пика. Уширение в сторону низких частот (асимметрия) резко возрастает, начиная с $\langle n_e \rangle \geq 3 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$, см. рис. 7.

При изменении подводимой ВЧ-мощности в интервале (0–100) кВт с помощью подвижной диафрагмы (“шторки”) в волноводном тракте антенны [14] и фиксированной плотности $\langle n_e \rangle$ в водородной плазме уширение Δf_0 (зонд P2) существенно не изменялось вплоть до уровня мощности в (1–3) кВт, при котором точность измерений уже не достаточна, рис. 8.

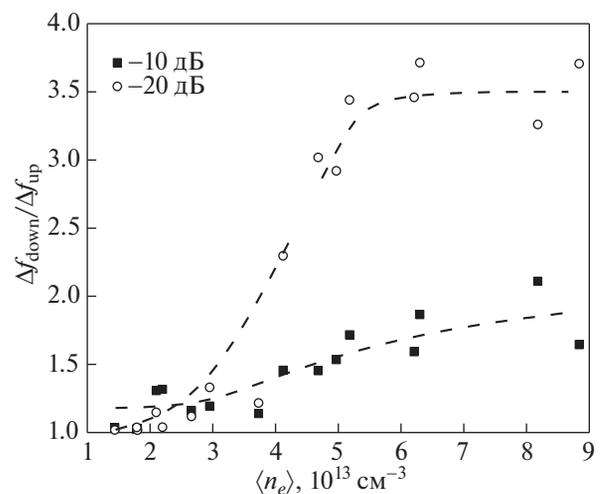


Рис. 7. Асимметрия спектров уширения $\Delta f_{down}/\Delta f_{up}$ в зависимости от величины плотности: а) – измеренная на уровне -10 дБ, б) – на уровне -20 дБ.

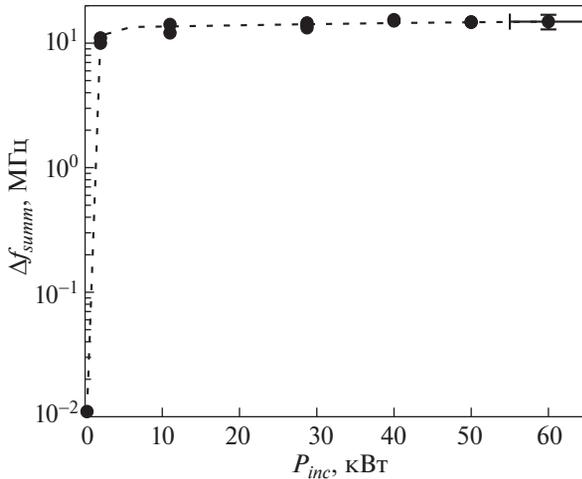


Рис. 8. Зависимость величины уширения Δf_0 от вводимой ВЧ-мощности при плотности $\langle n_e \rangle = 4 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$, зонд P2.

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Наиболее простым объяснением уширения пика волны накачки было бы рассеяние на колебаниях плотности. Но эксперименты и численное моделирование с помощью гирокинетического кода показывают, что спектры колебаний плотности ограничиваются частотами (0.3–0.5) МГц и даже на уровне –30 дБ не превышают значение в 1 МГц [17]. За счет такого линейного механизма профиль пика должен уширяться симметрично. В нашем случае наблюдаемая величина полного уширения пика достигает (2–5) МГц даже при малой плотности плазмы. Но при концентрациях плазмы выше $3 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$ величина Δf_0 достигает значений (8–10) МГц в водородной плазме (на уровне –10 дБ), появляется асимметрия основного пика, связанная с преимущественным уширением в “красную” сторону (см. рис. 7а). На уровне –20 дБ асимметрия становится еще больше, см. рис. 7б. Последний факт может быть объяснен в рамках работы [14] параметрическим возбуждением ионно-циклотронных квазимод. В нашем случае в водородной плазме эта неустойчивость раскачивается при плотностях плазмы выше $(2.5–3) \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$. Соответственно, вблизи линии волн накачки в спектре сигнала наблюдаются линии на частоте высокочастотных дочерних волн $f_n = f_0 - n f_{ci}$. С ростом плотности добротность этих пиков уменьшается, они перекрываются, сливаясь в сплошной пьедестал в “красной” области частот.

Уменьшение амплитуды и частотного уширения пика волны накачки в области плотности выше $(4–5) \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$ также может быть объяснено в рамках представлений о распространении и по-

глошении нижегибридных волн. Численное моделирование показывает, что с ростом плотности возрастает минимальное значение продольного показателя преломления необходимого для распространения нижегибридных волн $N_{||cr}$, изменяется пространственный спектр волн, возбуждаемых гриллом. Увеличивается доля сильно замедленных волн, соответственно возрастает рассеяние волн на колебаниях плазмы. Лучевое распространение волны приобретает диффузионный характер и резонансный конус быстро “размазывается” по сечению плазменного шнура. Характерная длина ослабления когерентной компоненты волны за счет такого рассеяния (см. формулу (87) в [18]) в упрощенном виде $l_s \sim n_e^{-1/2} N_{||0}^{-1} (\delta n_e)^{-2}$, где $N_{||0}$ – начальное замедление волны накачки, $\delta n_e = \Delta n_e / n_e$ – уровень флуктуаций плотности. Согласно гирокинетическим расчетам, подтвержденным экспериментально [19], в периферийной плазме токамака ФТ-2 уровень флуктуаций плотности составляет $\Delta n_e / n_e \approx (1–2) \times 10^{-1}$, а в центре $\Delta n_e / n_e \approx 2 \times 10^{-2}$. Тогда величина $l_s \approx 1 \text{ м}$ уже при $\langle n_e \rangle \approx 2.5 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$ и $N_{||0} \approx 3$. До дальних зондов доходит малая доля энергии волны, поэтому они регистрируют лишь часть волны накачки, распространяющуюся в холодной периферийной плазме, соответственно с малыми частотными уширениями порядка 1–2 МГц. С ростом плотности этот эффект становится преобладающим. Но для подтверждения такого объяснения необходимо серьезное численное моделирование. По этой же причине вероятность развития ПРН уменьшается вдали от антенны из-за уменьшения напряженности электрического поля волны, а также, если учесть влияние столкновительного поглощения, которое сильно подавляет инкременты развития ПРН [20].

Наблюдаемое значительное уширение пика волны накачки, превышающее частоты колебаний плотности, многие авторы связывают с возбуждением ПРН, в которой в качестве низкочастотной ветви выступает ионно-звуковая квазимода [5, 12, 13]. Ионно-звуковая волна в коротковолновой части дисперсионной зависимости, когда $kr_D \gg 1$ (k – волновое число, r_D – дебаевский радиус), трансформируется в нераспространяющиеся колебания плазмы с возможными частотами вплоть до ионной плазменной частоты ω_{pi} . Если ограничиться случаем $T_e \sim T_i$, в области низких частот дисперсионное уравнение для ИЗ квазимоды может быть записано как $\omega_{is} \approx \omega_0 N_{||} v_{th,i} / c$ [12], где $v_{th,i}$ – тепловая скорость ионов, $N_{||}$ – продольная составляющая показателя преломления дочерней ИЗ волны.

Максимальный инкремент нарастания этой неустойчивости, согласно численному моделиро-

ванию [12], имеет место в области $N_{\parallel} \approx (4-8)$, что дает значение ИЗ частоты порядка $(0.5-3.0)$ МГц для имеющейся в эксперименте периферийной $T_i \sim (10-100)$ эВ. Тогда как измеряемое значение максимальных уширений доходит до 8 МГц, что несколько больше ожидаемых величин. Это может говорить о генерации ИЗ волн с большими продольными замедлениями порядка 10, тем более что в пространственном спектре излучаемых волн подобные N_{\parallel} присутствуют.

Что касается пороговой зависимости от мощности, то существуют разные теоретические предсказания, зависящие от предположений о структуре поля волны накачки и механизмов выноса энергии из области взаимодействия волны с плазмой. По разным оценкам, в зависимости от параметров плазмы и замедления дочерней волны, уровень пороговой мощности для данного типа распада может варьироваться от 1 кВт до 1 МВт, см., например, [12]. Наша экспериментальная зависимость (рис. 8) указывает, что порога по ВЧ-мощности либо нет вообще, либо он не превышает 1–2 кВт, тогда как в токамаке EAST [5] деградация эффективности генерации тока начинается (экспериментальный порог) с 550 кВт вводимой мощности на частоте 2.45 ГГц. Учитывая громадное различие в размерах антенн, используемых в токамаках, правильное оперировать величиной напряженности высокочастотного поля в раскрыве антенны, \tilde{E} . Для EAST значение \tilde{E} оценивается нами приблизительно в $1.5 \text{ кВ} \cdot \text{см}^{-1}$ для мощности 550 кВт (2.45 ГГц), а для ФТ-2 — $(1-1.5) \text{ кВ} \cdot \text{см}^{-1}$ при 100 кВт подводимой мощности, т.е. условия для раскачки ПРН примерно одинаковы. Тем не менее, деградация тока увлечения на ФТ-2 начинается с $\langle n_e \rangle = 2.5 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$, а на токамаке EAST гораздо раньше, с $\langle n_e \rangle = 1.0 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$. Возможно, рентгеновская диагностика на токамаке EAST является более чувствительной к изменениям функции распределения надтепловых электронов, ускоренных НГ волной, чем изменение напряжения обхода на ФТ-2.

5. ВЫВОДЫ

Таким образом, наблюдается заметное частотное уширение пика волны накачки при вводе НГ мощности в токамак. Это уширение существенно превышает частоты колебаний плотности разряда, но качественно совпадает с диапазоном частот, характерных для ионно-звуковых квазимод, которые могут раскачиваться НГ волной. Величина уширения зависит от плотности плазмы, при этом практически отсутствует характерный для ПРН порог по вводимой мощности. Не наблюдается никаких особенностей в величине или характере уширения при переходе от режима генерации тока к омическому удержанию с ускоре-

нием ионов. Это дает основание думать, что, в отличие от эксперимента на токамаке EAST, в условиях токамака ФТ-2 ионно-звуковая параметрическая неустойчивость (квазимода) не оказывает фатального влияния на генерацию тока. Наблюдаемые большие уширения (до 10 МГц) спектральной линии волны накачки в случае эксперимента на токамаке ФТ-2 отчасти можно объяснить повышенной чувствительностью измерительной аппаратуры (зонды в плазме в отличие от установки EAST) и многократным рассеянием НГ волн. Наблюдающееся “досрочное” окончание генерации тока при плотностях более $2.5 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$ мы объясняем развитием другой ПРН, а именно, раскачкой ионно-циклотронной квазимоды, описанной в [14]. Она же при высоких плотностях может приводить к формированию низкочастотного крыла в спектре волны накачки.

Авторы благодарят А.Д. Гурченко за предоставленную информацию об уровне и частотных спектрах колебаний плотности в токамаке ФТ-2.

Работа выполнена в рамках государственного задания ФТИ им. А.Ф. Иоффе. Информация о частотах и амплитудах колебаний плотности в токамаке ФТ-2, использованная в разд. 4 статьи, получена при поддержке гранта Российского научного фонда № 17-12-01110.

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Budnikov V.N., Dyachenko V.V., Irzak M.A., Its E.R., Lashkul S.I., Podushnikova K.A. Stepanov A.Yu., Shcherbinin O.N., Vildjunas M.J. // Proc. 22st EPS Conf. on Control. Fusion and Plasma Phys., Bournemouth, 1995. P. IV 385.
2. Pericoli-Ridolfini V., Giannone L., Bartiromo R. // Nucl. Fusion. 1994. V. 34. P. 469.
3. Wallace G., Parker R., Bonoli P., Hubbard A., Hughes J., LaBombard B., Meneghini O., Schmidt A., Shiraiwa S., Whyte D., Wright J., Wukitch S., Harvey R., Smirnov A., Wilson J. // Phys. Plasmas. 2010. V. 17. 082508.
4. Goniche M., Amicucci L., Baranov Y., Basiuk V., Calabro G., Cardinali A., Castaldo C., Cesario R., Decker J., Dodt D., Ekedahl A., Figini L., Garcia J., Giruzzi G., Hillairet J., Hoang G.T., Hubbard A., Joffrin E., Kirov K., Litaudon X., Mailloux J., Oosako T., Parker R., Pericoli Ridolfini V., Peysson Y., Platania P., Rimini F., Sharma P.K., Sozzi C., Wallace G. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2010. V. 52. 124031.
5. Li Zichao, McCollam K.J., Nishizawa T., Parke E., Sarff J.S., Xing Z.A., Li Hong, Liu Wandong, Ding Weixing // Plasma Phys. Control. Fusion. 2019. V. 61. 065005.
6. Andrews P., Perkins F. // Phys. Fluids. 1983. V. 26. P. 2546.
7. Галактионов Б.В., Дьяченко В.В., Ларионов М.М., Щербинин О.Н. // ЖТФ. 1974. Т. 44 (4). С. 729. [Sov. Phys. Tech. Phys., 19, 459 (1974)]

8. *Porkolab M.* // Nucl. Fusion. 1978. V. 18. P. 367.
9. *Cesario R., Amicucci L., Cardinali A., Castaldo C., Marinucci M., Napoli F., Paoletti F., De Arcangelis D., Ferrari M., Galli A., Gallo G., Pullara E., Schettini G., Tuccillo A.A.* // Nucl. Fusion. 2014. V. 54. 043002.
10. *Budnikov V.N., Dyachenko V.V., Esipov L.A., Lashkul S.I., Aleksandrov V.A., Saharov I.E., Shatalin S.V.* // Proc. 19-th EPS Conf. on Control. Fusion and Plasma Phys., Innsbruck, 1992. P. II 997.
11. *Takase Y., Porkolab M., Schuss J., Watterson R., Fiore C.* // Phys. Fluids. 1985. V. 28. P. 983.
12. *Cesario R., Cardinali A.* // Nucl. Fusion. 1989. V. 29. P. 1709.
13. *Takase Y., Porkolab M.* // Phys. Fluids. 1983. V. 26 (10). P. 2992.
14. *Дьяченко В.В., Коновалов А.Н., Степанов А.Ю., Алтухов А.Б., Гусаков Е.З., Есипов Л.А., Лашкул С.И., Шаталин С.В.* // Физика плазмы. 2019(12). С. 1109.
15. *Лашкул С.И., Алтухов А.Б., Гурченко А.Д., Дьяченко В.В., Есипов Л.А., Кантор М.Ю., Куприенко Д.В., Ирзак М.А., Савельев А.Н., Сидоров А.В., Степанов А.Ю., Шаталин С.В.* // Физика плазмы. 2010. Т. 36 (9). С. 803.
16. *Лашкул С.И., Алтухов А.Б., Гурченко А.Д., Гусаков Е.З., Дьяченко В.В., Есипов Л.А., Ирзак М.А., Кантор М.Ю., Куприенко Д.В., Савельев А.Н., Степанов А.Ю., Шаталин С.В.* // Физика плазмы. 2015. Т. 41 (12). С. 1069.
17. *Niskala P., Gurchenko A.D., Gusakov E.Z., Altukhov A.B., Esipov L.A., Kantor M.Yu., Kiviniemi T.P., Kouprienko D.V., Korpilo T., Lashkul S.I., Leerink S., Perevalov A.A., Rochford R.* // Plasma Phys. Control. Fusion. 2017. V. 59. С. ?.
18. *Berger R.L., Liu Chen, Kaw P.K., Perkins F.W.* // Phys. Fluids. 1977. V. 20. P. 1864.
19. *Altukhov A.B., Gurchenko A.D., Gusakov E.Z., Irzak M.A., Niskala P., Esipov L.A., Kiviniemi T.P., Krutkin O.L., Leerink S.* // Phys. Plasmas. 2018. V. 25. 112503.
20. *Castaldo C., Di Siena A., Fedele R., Napoli F., Amicucci L., Cesario R., Schettini G.* // Nucl. Fusion. 2016. V. 56. 016003.

ВЛИЯНИЕ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ ЭФФЕКТОВ НА ИНТЕРПРЕТАЦИЮ ИЗМЕРЕНИЙ ВРЕМЕНИ ЗАДЕРЖКИ ЗОНДИРУЮЩЕЙ ВОЛНЫ В РЕФРАКТОМЕТРИИ ИТЭР

© 2021 г. К. Ю. Афонин^{a, b, c, *}, В. Г. Петров^{a, c}

^a ГНЦ РФ “Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований”, Москва, Россия

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

^c Автономная некоммерческая организация координационный центр “Управляемый термоядерный синтез – международные проекты”, Москва, Россия

*e-mail: kirill.afonin@phystech.edu

Поступила в редакцию 24.07.2020 г.

После доработки 18.11.2020 г.

Принята к публикации 30.11.2020 г.

При измерениях средней электронной плотности плазмы методами рефрактометрии в современных и строящихся крупных токамаках, например в ИТЭР, появляется необходимость исследовать влияние различных эффектов на точность измерений. В данной работе приводятся результаты исследования влияния высокотемпературных эффектов на интерпретацию измерений времени задержки зондирующего СВЧ-сигнала в рефрактометрии ИТЭР. Получены критерии применимости различных моделей плазмы (“холодная” плазма, модифицированная модель “холодной” плазмы, “горячая плазма”) для расчета показателя преломления плазмы и интерпретации измеренного времени задержки плазмы в рефрактометрии ИТЭР. Вторая статья, основанная на результатах, полученных в этой статье, будет посвящена вопросам влияния высокотемпературных эффектов на точность определения средней плотности в рефрактометрии.

Ключевые слова: высокотемпературные эффекты в плазме, показатель преломления, рефрактометрия плазмы

DOI: 10.31857/S0367292121040016

1. ВВЕДЕНИЕ

1.1. Описание диагностики

Одна из диагностик, планируемых в токамаке ИТЭР для измерения средней электронной плотности – рефрактометр, в котором для зондирования плазмы используется микроволновое излучение на необыкновенной волне с несущей частотой в диапазоне 40–90 ГГц – между нижней и верхней частотами отсечки и ниже циклотронных частот в ИТЭР [1]. Измерения набега фазы с помощью рефрактометра будут использоваться для определения времени задержки сигнала, и, соответственно, для определения среднечордовой электронной плотности плазмы, путем проведения одновременных измерений на разных несущих частотах. Изменение фазы волны, прошедшей через плазму, определяется изменением оптического пути зондирующей волны, т.е. в конечном счете, показателем преломления плазмы.

Обычно при расчетах показателя преломления плазмы в токамаках полагают, что частота столк-

новений частиц в плазме много меньше зондирующей частоты и температурой электронов можно пренебречь (модель холодной и бесстолкновительной плазмы [2]). В этой модели поглощение волны в плазме и температурные эффекты отсутствуют. При расчетах коэффициента преломления плазмы в современных крупных установках, где температура электронов достигает 10 кэВ и выше, в частности, для расчетов положения отражающего слоя в рефрактометрии плазмы применяется также так называемая модифицированная модель холодной плазмы Маззукато [3], в которой высокотемпературные эффекты учитываются путем введения “эффективной массы” электронов, а поглощение в плазме также отсутствует. В работе [3] было показано, что модифицированная модель холодной плазмы позволяет адекватно рассчитывать показатель преломления плазмы при электронных температурах до 15 кэВ. Однако электронная температура в плазме ИТЭР будет достигать 20 кэВ и выше, что делает необходимым исследование систематической погрешно-

сти, вносимой при использовании модифицированной модели холодной плазмы при расчетах показателя преломления плазмы и определении средней плотности плазмы в рефрактометрии плазмы. В работе проведено сравнение результатов расчетов коэффициента преломления плазмы в модели холодной плазмы и для релятивистской плазмы (с использованием уравнения Шкаровского из [4]). Результаты расчетов применены для оценки погрешности, вносимой в интерпретацию измеренного времени задержки сигнала в ИТЭР рефрактометром при неучете высокотемпературных эффектов. Оценки проведены для сценария плазмы ИТЭР с током 15 МА.

1.2. Новизна работы

В рамках данной работы исследовалось влияние высокотемпературных эффектов на интерпретацию измеренных времен задержки в рефрактометрии плазмы ИТЭР. Как известно, в рефрактометрии зондирование плазмы проводится в области прозрачности плазмы, “на просвет” и выполняются интегральные по хорде зондирования измерения времени задержки. В предыдущих работах на смежную тему [5, 6] рассматривались или влияние на определение профиля электронной концентрации в рефрактометрии (локальные измерения на отражение), или поправки к диэлектрическому тензору плазмы (в области электронно-циклотронных частот), и не рассматривались интегральные диагностики, такие как рефрактометрия, которая в данном случае использует диапазон частот в окне прозрачности плазмы на X-волне, выше нижней частоты отсечки на X-волне и ниже частот электронно-циклотронного резонанса.

2. ТЕОРИЯ

2.1. Принцип работы рефрактометра

Рефрактометрия основана на измерении времени задержки микроволнового сигнала, прошедшего через плазму. Время задержки сигнала в плазме позволяет получить информацию о форме профиля плотности плазмы и определить среднюю плотность плазмы.

Существуют два возможных режима распространения электромагнитной волны в намагниченной плазме поперек магнитного поля: обыкновенная волна (электрическое поле излучения параллельно магнитному полю в плазме) и необыкновенная волна (электрическое поле излучения перпендикулярно магнитному полю в плазме). Диэлектрическая проницаемость обыкновенной волны не зависит от магнитного поля, и проникновение излучения вглубь плазмы возможно, только если частота зондирующего излу-

чения выше плазменной частоты (она же частота отсечки)

$$f_p = \sqrt{\frac{n_e e^2}{4\pi^2 \epsilon_0 m_e}},$$

где n_e – электронная плотность плазмы, e , m_e – заряд и масса электрона соответственно, ϵ_0 – диэлектрическая константа. В случае необыкновенной волны частот отсечки две, и они зависят как от плотности плазмы, так и от магнитного поля в плазме. Частоты отсечки для необыкновенной волны выражаются в виде

$$f_{xu} = \sqrt{f_p^2 + \frac{f_c^2}{4} + \frac{f_c}{2}},$$

$$f_{xl} = \sqrt{f_p^2 + \frac{f_c^2}{4} - \frac{f_c}{2}}, \quad f_c = \frac{eB}{2\pi m_e},$$

где f_{xu} и f_{xl} – верхняя и нижняя частоты отсечки необыкновенной волны соответственно, f_c – электронная циклотронная частота [2].

В пределе высоких зондирующих частот ($f \gg f_p$ для обыкновенной волны и $f \gg f_p, f_c$ для необыкновенной волны) время задержки сигнала прямо пропорционально средней плотности плазмы вдоль хорды зондирования:

$$\tau_{gr} = \frac{d\Phi(\omega)}{d\omega} \approx k \frac{1}{f^2} \int_l n(z) dz,$$

где $\Phi(\omega)$ – фаза зондирующего сигнала, $\omega = 2\pi f$, $l = 2a$ для однопроходного зондирования в экваториальной плоскости, a – радиус плазмы, k – константа пропорциональности. В этом случае среднечордовая плотность плазмы может быть найдена из измерений времени задержки сигнала на одной зондирующей частоте. Однако в условиях ИТЭР, при зондировании в окне прозрачности плазмы на необыкновенной волне, условие $f \gg f_p, f_c$ не выполняется, что приводит к необходимости измерения времени задержки одновременно на нескольких частотах f_i в окне прозрачности плазмы ИТЭР. Анализ полученного набора измеренных времен задержек $\tau_i(f_i)$ позволяет в этом случае определить среднюю плотность плазмы при условии выбора модели распределения электронной плотности плазмы, например, квазипараболическая модель в пространственных координатах или аппроксимация профиля плотности в координатах потока магнитного поля [7].

В принципе, в рефрактометрии возможно использование как обыкновенной, так и необыкновенной волны для зондирования плазмы при наличии окна прозрачности плазмы вдоль хорды зондирования. В условиях ИТЭР доступные ча-

стоты в режиме необыкновенной волны находятся, как уже отмечалось, между частотами отсечки для необыкновенной волны и ниже циклотронной частоты поглощения. Окно прозрачности зависит от плотности плазмы и магнитного поля и для рассматриваемого сценария ИТЭР (15 МА, Н-режим) находится в диапазоне 50–100 ГГц (рис. 1). Измерения в режиме обыкновенной волны возможны только в терагерцовом диапазоне из-за сильного поглощения зондирующего излучения [8].

2.2. Описание диагностики в ИТЭР

Для определения среднечордовой плотности плазмы в рефрактометрии используется измерение времени задержки микроволнового сигнала, прошедшего через плазму. Для измерения времени задержки используется зондирующий сигнал с амплитудной модуляцией (АМ) с частотой $f_{mod} \sim 30$ МГц, после чего измеряется сдвиг фазы между опорным и зондирующим сигналами на частоте амплитудной модуляции. Это позволяет сделать измерения фазы однозначными, поскольку частота АМ выбрана таким образом, чтобы изменение фазы зондирующего сигнала в плазме было в пределах 2π . В условиях ИТЭР (сильное ослабление сигнала в длинных волноводных линиях и в плазме), подобный метод определения времени задержки (через измерения фазы на частоте АМ) является более предпочтительным, чем прямое измерение времени задержки микроволнового импульса в плазме (импульсный рефрактометр), поскольку позволяет значительно увеличить соотношение сигнал/шум за счет применения узкополосного фильтра на частоте модуляции. С этой же целью, предполагается применение гетеродинных приемников излучения.

Для зондирования плазмы используются микроволновые генераторы с частотами в диапазонах U (40–60 ГГц) и E (60–90 ГГц). Зондирующий сигнал модулируется по амплитуде, объединяется в один волноводный тракт и излучается передающей антенной на стороне слабого магнитного поля (от внешней стенки токамака). После приема со стороны сильного магнитного поля сигнал разделяется на одномодовые волноводы и фильтруется на промежуточной частоте ~ 0.8 ГГц. В ходе дальнейшей программной обработки сигналов, определяется разность фаз между опорным и зондирующим сигналами на частоте АМ.

Как было указано выше, в условиях ИТЭР рефрактометр работает на частотах, сравнимых с частотами отсечки, при которых отношение времени задержки сигнала и среднечордовой плотности плазмы зависит от формы профиля плотности плазмы. В этом случае используется за-

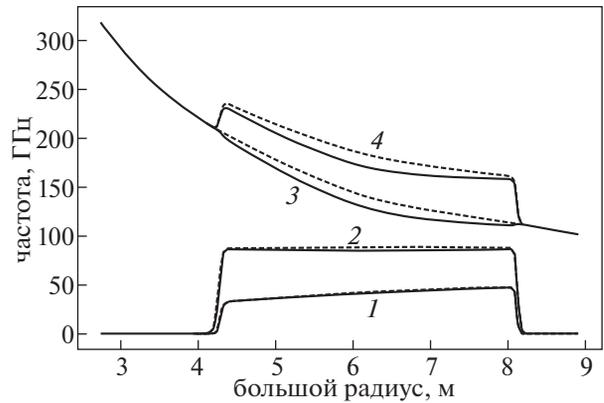


Рис. 1. Профили характеристических частот в рассматриваемом сценарии плазмы. Штриховой линией обозначены частоты в модели холодной плазмы, сплошной — в модифицированной модели: 1, 4 — нижняя и верхняя частоты отсечки необыкновенной волны, 2 — плазменная частота, 3 — циклотронная частота.

висимость времени задержки τ_i от частоты зондирования f_i и от формы профиля плотности. Алгоритм основан на предположении о квазипараболической форме профиля плотности плазмы: $n(r, N_0, \alpha) = N_0(1 - (r/a)^2)^\alpha$ и минимизации функционала $\Phi = |\tau_1 - \tau_{ic}| + \dots + |\tau_k - \tau_{kc}|$, где $\tau_{ic} = \tau_{ic}(N_0, \alpha)$ — время задержки, рассчитанное для сигнала с частотой f_i , зондирующего плазму, распределение электронной плотности в которой описывается параметрами N_0, α [7]. Пример зависимости времени задержки зондирующего сигнала от частоты зондирования для различных значений параметра α и фиксированного параметра $N_0 = 10^{20} \text{ м}^{-3}$ показан на рис. 2. Поэтому анализ высокотемпературных эффектов на измерения в рефрактометрии необходимо проводить для всего частотного диапазона рефрактометра 40–90 ГГц (зависит от рассматриваемого сценария плазмы ИТЭР). Исследование проводилось на предмет влияния высокотемпературных эффектов на интерпретацию измеренных времен задержки сигналов, что является первым этапом в описанном выше алгоритме по определению плотности плазмы в рефрактометрии.

2.3. Описание моделей плазмы для расчета показателя преломления плазмы

Рассмотрим далее практически интересный для рефрактометрии случай распространения волн поперек магнитного поля в области прозрачности плазмы, т.е. когда поглощением волны в плазме можно пренебречь.

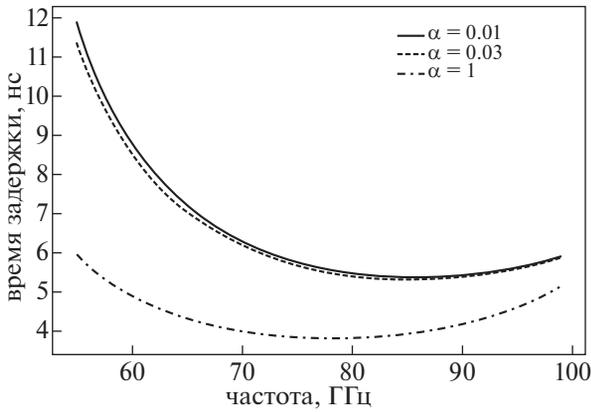


Рис. 2. Зависимость времени задержки сигнала от частоты зондирующего излучения при различных значениях параметра для параболического профиля плазмы.

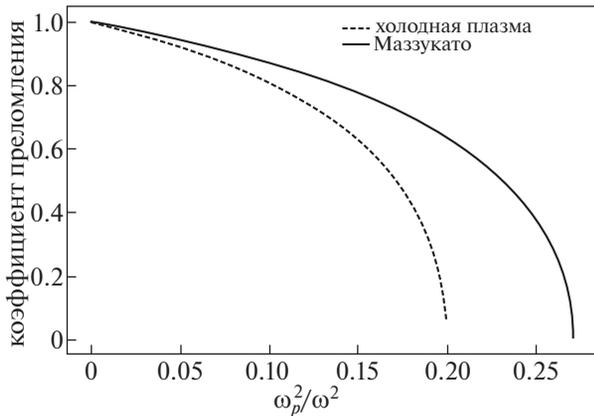


Рис. 3. Зависимость показателя преломления от $(\omega_p/\omega)^2$, $T_e = 15$ кэВ, $\omega_c/\omega = 0.8$.

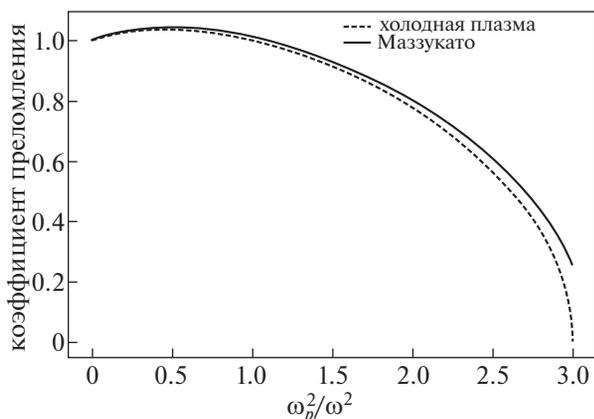


Рис. 4. Зависимость показателя преломления от $(\omega_p/\omega)^2$, $T_e = 21.7$ кэВ, $\omega_c/\omega = 2$.

Модель холодной плазмы, используемая в случаях, когда тепловым движением электронов можно пренебречь, не содержит в себе температуры плазмы. Показатель преломления для необыкновенной моды излучения в этом случае $n_{cold} = \sqrt{(\epsilon_{11}^2 + \epsilon_{12}^2)/\epsilon_{11}}$, где $\epsilon_{11,12}$ – элементы диэлектрического тензора плазмы: $\epsilon_{11} = 1 - \omega_p^2/(\omega^2 - \omega_c^2)$, $\epsilon_{12} = i\omega_p^2\omega_c/[\omega(\omega^2 - \omega_c^2)]$, $\omega_p = \sqrt{N_e e^2/\epsilon_0 m_e}$ – плазменная частота для плазмы с электронной плотностью N_e , $\omega_c = eB/m_e$ – циклотронная частота электронов в поле B [9].

В модифицированной модели холодной плазмы Маззукато используются те же формулы, что и в модели холодной плазмы, однако вместо m_e вводится эффективная масса m_{mazz} электрона $m_{mazz} = m_e(1 + 5/\mu)^{0.5}$, $\mu = m_e c^2/T_e \gg 1$, что с некоторой точностью позволяет учитывать высокотемпературные эффекты [3]. Графики зависимостей показателя преломления от отношения частот ω_p^2/ω^2 при различных отношениях ω_c/ω представлены на рис. 3 и 4; первый график соответствует условиям анализа, проведенного Маззукато ($T_e = 15$ кэВ), второй же приближен к условиям токамака ИТЭР ($T_e = 21.7$ кэВ). Здесь и далее электронная температура указывается в энергетических единицах.

Описывая модифицированную модель, Маззукато проводит исследование модели для электронных температур $T_e \leq 15$ кэВ, в то время как температура в токамаке ИТЭР будет превышать 20 кэВ. Таким образом, необходимо провести исследования модели при более высоких температурах, проводя сравнения с более точной моделью. В данной работе в качестве такой модели выступает слаборелятивистская модель из работы [4] для случая $T_e \ll m_e c^2$, $\lambda < 1$, где $\lambda = (k_{\perp} v_T/\omega_c)^2$. Предполагая распространение зондирующего излучения перпендикулярным магнитным линиям, можем представить λ в виде

$$\lambda = \frac{T_e}{m_e c^2} \left(\frac{n\omega}{\omega_c} \right)^2.$$

Элементы диэлектрического тензора в этом случае имеют вид [4, формулы 47 и 49]

$$\begin{aligned} \epsilon_{11} = & 1 - \frac{\mu\omega_p^2}{2\omega^2} \left(\mathcal{F}_{5/2} - \lambda \mathcal{F}_{7/2} + \right. \\ & \left. + \frac{5}{8} \lambda^2 \mathcal{F}_{9/2} - \frac{7}{24} \lambda^3 \mathcal{F}_{11/2} \right)_{(N=1)+(N=-1)} - \\ & - \frac{\mu\omega_p^2}{2\omega^2} \lambda \left(\mathcal{F}_{7/2} - \lambda \mathcal{F}_{9/2} + \frac{7}{12} \lambda^2 \mathcal{F}_{11/2} \right)_{(N=2)+(N=-2)}, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \epsilon_{12} = & -i \left(\frac{\mu \omega_p^2}{2\omega^2} \right) \left(\mathcal{F}_{5/2} - 2\lambda \mathcal{F}_{7/2} + \right. \\ & \left. + \left(\frac{15}{8} \lambda^2 \mathcal{F}_{9/2} - \frac{7}{6} \lambda^3 \mathcal{F}_{11/2} \right)_{(N=1)-(N=-1)} - i \left(\frac{\mu \omega_p^2 \lambda}{2\omega^2} \right) \times \right. \\ & \left. \times \left(\mathcal{F}_{7/2} - \frac{3}{2} \lambda \mathcal{F}_{9/2} + \frac{7}{6} \lambda^2 \mathcal{F}_{11/2} \right)_{(N=2)-(N=-2)}, \right. \\ \mathcal{F}_{1/2} = & -\frac{Z(-\varphi)}{\varphi}, \quad \mathcal{F}_{3/2} = -\frac{dZ(-\varphi)}{d\varphi}, \\ \mathcal{F}_q = & \left(1 + \varphi^2 \mathcal{F}_{q-1} \right) \frac{1}{q-1}, \\ \varphi = & \begin{cases} (-\mu\delta)^{0.5}, & \delta < 0, \\ -i(\mu\delta)^{0.5}, & \delta \geq 0, \end{cases} \\ \delta = & 1 - \frac{N\omega_c}{\omega}, \\ \mu = & \frac{c^2}{v_i^2} = \frac{m_e c^2}{T_e} \gg 1, \end{aligned}$$

где $Z(\xi) = \pi^{0.5} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-t^2}}{t - \xi} dt$ – плазменная дисперсионная функция. Выражения для \mathcal{F} получены в предположении распространения зондирующего излучения перпендикулярно магнитному полю [10].

Система координат ориентирована таким образом, что ось z направлена вдоль магнитного поля, волновой вектор \mathbf{k} лежит в плоскости $x-z$.

В рамках данного исследования не учитывались недиагональные компоненты диэлектрического тензора $\epsilon_{13}, \epsilon_{23}$ [4, формулы 50, 51], поскольку продольная компонента магнитного поля (вдоль линии зондирования) мала по сравнению с поперечной компонентой. Для проверки этого утверждения был использован сценарий разряда ИТЭР в случае полного магнитного поля $B = 5.3$ Т и, с учетом геометрии расположения элементов диагностики, модуль продольного поля не превысил 0.1 Т. Таким образом, полагая $n \sim 1$, получим соотношение элементов диэлектрического тензора

$$\frac{\epsilon_{13,23}}{\epsilon_{12}} \leq \frac{c^2 k_{\perp} k_{\parallel}}{\omega^2} = \frac{k_{\perp} k_{\parallel} n^2}{k^2} \sim \frac{k_{\perp} k_{\parallel}}{k k} = \frac{B_{\perp} B_{\parallel}}{B B}$$

(в силу определения $k_{\perp, \parallel}$). Следовательно,

$$\frac{\epsilon_{13,23}}{\epsilon_{12}} \sim \frac{B_{\parallel} B_{\perp}}{B^2} \approx 0.018.$$

При непосредственных измерениях плотности плазмы методами рефрактометрии в рамках ИТЭР может понадобиться учесть указанные вы-

ше элементы диэлектрического тензора. Однако целью данной работы является исследование величины погрешности, вносимой отсутствием учета высокотемпературных эффектов, и этот вопрос выходит за рамки данной работы.

3. РАСЧЕТЫ

Поскольку значения элементов диэлектрического тензора зависят от волнового числа k , зависящего, в свою очередь, от частоты излучения и показателя преломления, расчеты проводились рекуррентным образом. В нулевом приближении предполагается, что показатель преломления n_0 равен единице, тогда волновое число $k_0 = \omega/c$, затем $n_j = n(k_{j-1})$, где $k_{j-1} = \omega n_{j-1}/c$. Расчеты проводятся до сходимости с относительной точностью $\delta n/n = |n_j - n_{j-1}|/n_j \leq 10^{-6}$.

Для проведенного анализа был использован расчетный сценарий разряда в токамаке ИТЭР со следующими параметрами: выделяемая термоядерная мощность 500 МВт, ток плазмы 15 МА, электронная плотность плазмы в центре $\sim 10^{20} \text{ м}^{-3}$, электронная температура в центре достигает 21.7 кэВ. Исследуемые зондирующие частоты находятся в пределах от 55 до 90 ГГц (в окне прозрачности плазмы). Профили плотности плазмы и электронной температуры в экваториальной плоскости изображены на рис. 5 и 6 соответственно. Полученные профили показателя преломления плазмы для зондирующего излучения с частотой 70 ГГц представлены на рис. 7.

График для λ/n^2 представлен на рис. 8. Из этих рисунков можно сделать вывод, что критерии применимости слаборелятивистской модели ($T_e \ll m_e c^2 = 510$ кэВ, $\lambda < 1$) для данного сценария в ИТЭР выполняются.

Воспользовавшись различными моделями для расчета показателя преломления плазмы, построим зависимость времени задержки сигнала $\tau(f)$ при прохождении через центр плазмы от зондирующей частоты f (рис. 9).

Заметим, что на всем диапазоне рассматриваемых частот результаты расчетов, основанных на модифицированной модели холодной плазмы, ближе к результатам, полученным на основании уравнения Шкаровского, чем время задержки сигнала в рамках модели холодной плазмы, что и ожидалось. Также из рис. 9 видно, что расхождение между результатами расчетов по модифицированной модели холодной плазмы и по уравнению Шкаровского больше всего в районе более высоких частот.

Для расчета систематической погрешности, вызванной применением модифицированной модели холодной плазмы, было сделано следую-

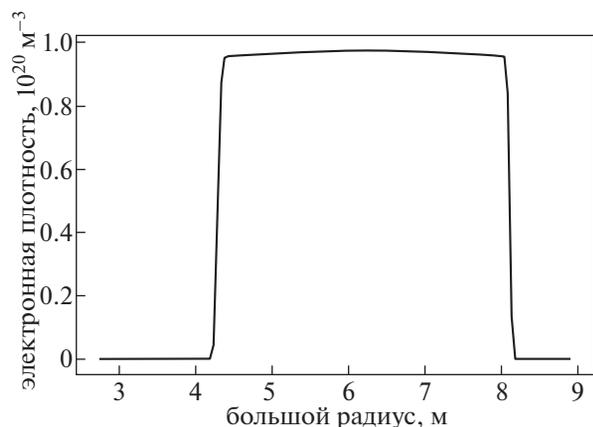


Рис. 5. Профиль электронной плотности плазмы рассматриваемого сценария.

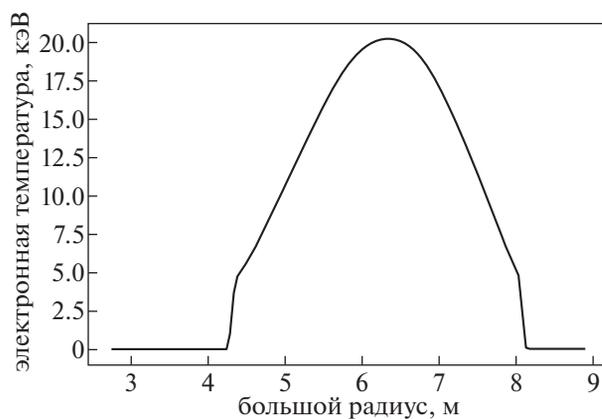


Рис. 6. Профиль электронной температуры плазмы рассматриваемого сценария.

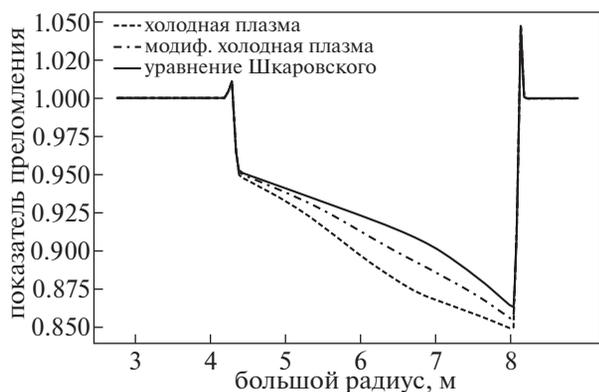


Рис. 7. Профили показателей преломления плазмы для различных моделей плазмы с частотой зондирования 70 ГГц.

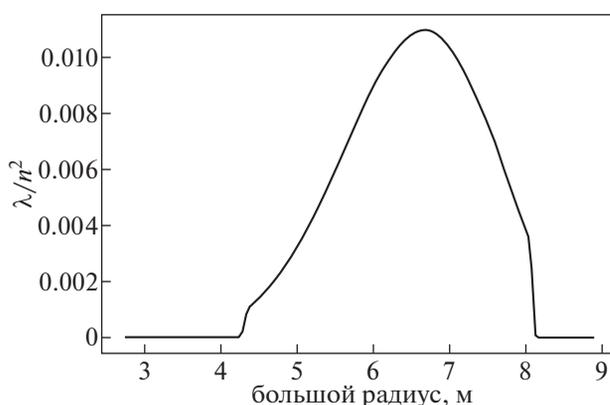


Рис. 8. Зависимость λ/n^2 в рассматриваемом сценарии.

шее: для каждой исследованной частоты зондирования f подбирался поправочный коэффициент $h(f)$ так, чтобы время задержки, полученное с применением модифицированной модели холодной плазмы и нового профиля плотности плазмы, полученного умножением исходного профиля на поправочный коэффициент, совпало со временем задержки при заданном распределении плотности плазмы и применении уравнения Шкаровского. Таким образом, была симитирована систематическая погрешность при определении среднечастотной плотности плазмы из измеренного в эксперименте времени задержки. Результаты расчета относительной погрешности в измерении средней плотности плазмы для различных частот зондирования представлены на рис. 10. Таким же образом был произведен анализ зависимости относительной погрешности при применении модифицированной модели холодной плазмы от электронной температуры плазмы; форма

профиля температуры плазмы также оставалась неизменной (рис. 11).

Видно, что почти на всем диапазоне анализированных частот ошибка измерения среднечастотной плотности плазмы намного больше одного процента, достигая 20% вблизи 90 ГГц, в то время как по требованиям ИТЭР, точность измерения средней плотности должна быть не хуже 1%. Заметим, что относительная ошибка определения средней плотности зависит от формы профиля плотности плазмы, от средней плотности и от величины магнитного поля и будет меняться при изменении плотности плазмы в течение разряда. Таким образом, скомпенсировать ошибку измерения подбором подходящей частоты невозможно. Зависимость ошибки измерения при увеличенном и уменьшенном значении суммарного магнитного поля в плазме представлена на рис. 12 и 13 соответственно. Также из проведенного анализа следует, что использование модифициро-

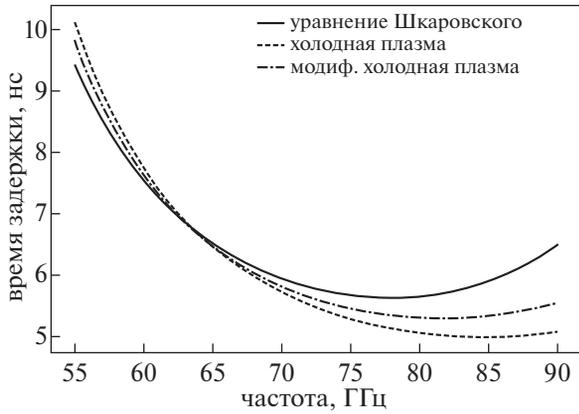


Рис. 9. Зависимость времени задержки сигнала от частоты зондирования для различных моделей.

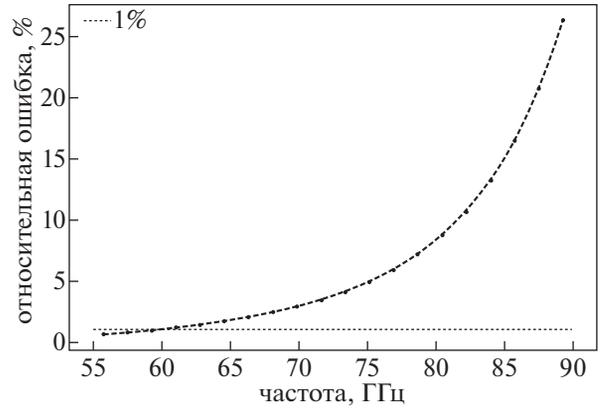


Рис. 10. Зависимость относительной ошибки измерения плотности от частоты зондирования.

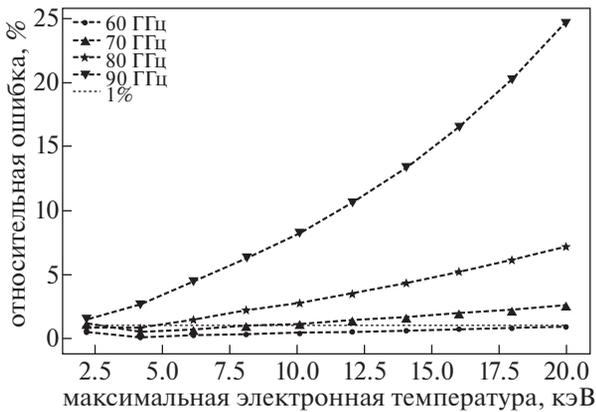


Рис. 11. Зависимость относительной ошибки измерения плотности от электронной температуры плазмы.

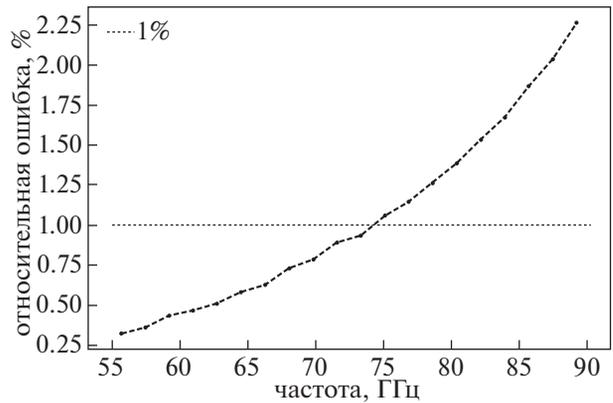


Рис. 12. Зависимость относительной ошибки измерения плотности от частоты зондирования при увеличенном магнитном поле ($B_1/B = 1.4$).

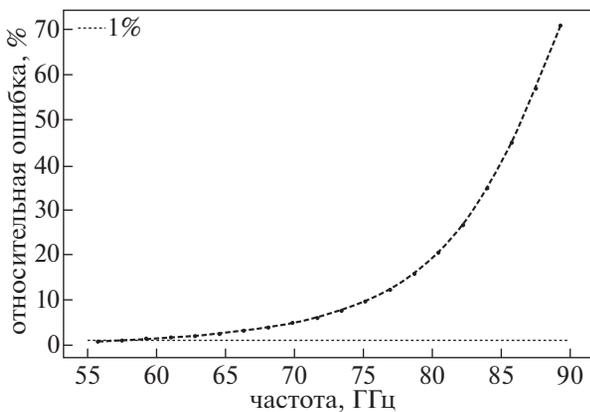


Рис. 13. Зависимость относительной ошибки измерения плотности от частоты зондирования при уменьшенном магнитном поле ($B_1/B = 0.9$).

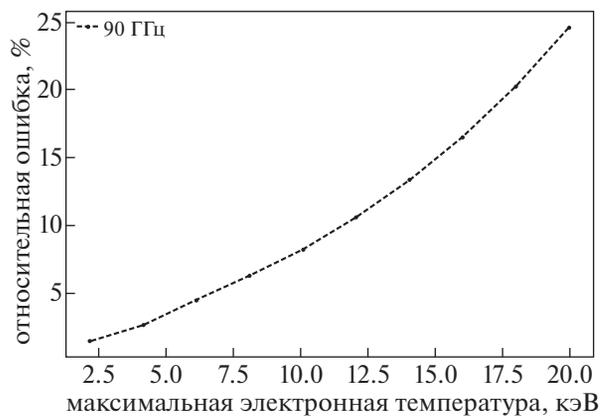


Рис. 14. Зависимость относительной ошибки измерения плотности от температуры при частоте зондирования 90 ГГц.

ванной модели холодной плазмы для частоты зондирования 90 ГГц приносит существенную ошибку и при температурах ниже 15 кэВ, для рассматриваемого сценария ее следует заменить моделью слаборелятивистской плазмы уже при температурах выше 3 кэВ (рис. 14).

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Было показано, что применение модели холодной плазмы, как обычной, так и модифицированной, при расчетах показателя преломления плазмы приведет к неудовлетворительной точности измерения среднечордовой электронной плотности плазмы в рефрактомерии ИТЭР. продемонстрирована необходимость данных о профиле электронной температуры в режиме реального времени для измерения средней плотности в режиме реального времени.

Низкая скорость вычисления плотности плазмы при использовании модели Шкаровского на прямую, использовавшейся в качестве эталонной в рамках этой работы, может негативно сказаться на быстродействии диагностики, делая затруднительным измерения в режиме реального времени (допустимое время задержки измерения $t < 1$ мс [11]). Возможный вариант решения проблемы: расчет калибровочной функции зависимости времени задержки сигнала от среднечордовой плотности плазмы и формы профиля плотности (параметра α) с применением уравнения Шкаровского в области значений, определенных расчетными сценариями разрядов в токамаке ИТЭР.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Krasilnikov A.V., Kaschuck Y.A., Vershkov V.A., Petrov A.A., Petrov V.G., Tugarinov S.N.* // Internat. Confer. on Fusion Reactor Diagnostics, Varenna, Italy September 9–13, 2013.
2. *Гинзбург В.Л.* Распространение электромагнитных волн в плазме. М.: Наука, 1960.
3. *Mazzucato E.* // Phys. Fluids B: Plasma Phys. 1992. V. 4. P. 3460. <https://doi.org/10.1063/1.860354>
4. *Shkarofsky I.P.* // J. Plasma Phys. 1986. V. 35. P. 319. <https://doi.org/10.1017/S0022377800011363>
5. *Bindslev H.* // Plasma Phys. Control. Fusion. 1991. V. 33. P. 1775. <https://doi.org/10.1088/0741-3335/33/14/005>
6. *Bindslev H.* // Plasma Phys. Control. Fusion. 1992. V. 34. P. 1601. <https://doi.org/10.1088/0741-3335/34/11/001>
7. *Petrov A.A., Petrov V.G.* // Rev. Scientific Instruments. 2003. V. 74. P. 1465. <https://doi.org/10.1063/1.1530389>
8. *Шевченко В.Ф., Петров А.А., Петров В.Г., Чаплыгин Ю.А.* // Физика плазмы. 1996. Т. 22. С. 25.
9. *Blandford R.D., Thorne K.S.* Applications of Classical Physics Textbook. 2012–2013.
10. *Krivenski V., Orefice A.* // J. Plasma Phys. 1983. V. 30. P. 125. <https://doi.org/10.1017/S0022377800001045>
11. *Donné A.J.H., Costley A.E., Barnsley R., Bindslev H., Boivin R., Conway G., Fisher R., Giannella R., Hartfuss H., von Hellermann M.G., Hodgson E., Ingesson L.C., Itami K., Johnson D., Kawano Y., Kondoh T., Krasilnikov A., Kusama Y., Litnovsky A., Lotte P., Nielsen P., Nishitani T., Orsitto F., Peterson B.J., Razdobarin G., Sanchez J., Sasao M., Sugie T., Vayakis G., Voitsenya V., Vukolov K., Walker C., Young K., and the ITPA Topical Group on Diagnostics* // Nucl. Fusion 2007. V. 47. P. S337.

ДИФРАКЦИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН НА КОНЕЧНОЙ ПЛАСТИНЕ
С УСЛОВИЯМИ НЕЙМАНА В ХОЛОДНОЙ ПЛАЗМЕ© 2021 г. S. Hussain^{a, *}, M. Ayub^{a, b}^a Department of Mathematics, Quaid-i-Azam University 45320, Islamabad 44000, Pakistan^b Department of Mathematics, HITEC University, Taxila, Pakistan

*e-mail: shussain@math.qau.edu.pk

Поступила в редакцию 22.02.2019 г.

После доработки 01.09.2019 г.

Принята к публикации 22.10.2019 г.

Представлено исследование явления дифракции электромагнитных волн на пластине ограниченной длины под влиянием холодной плазмы. Сформулировано уравнение Винера–Хопфа как краевая задача, связанная с этой моделью, и преобразования Фурье. Используется стандартная процедура для решения уравнения Винера–Хопфа. Используется асимптотическое разложение и модифицированный метод постоянных фаз для нахождения результата для волны, дифрагировавшей на пластине, в приближении граничных условий Неймана в анизотропной среде. Случай изотропной среды был получен приписыванием конкретных значений элементам тензора диэлектрической проницаемости. Только при рассмотрении очень большой частоты по сравнению с циклотронной частотой второй элемент тензора диэлектрической проницаемости принимается равным нулю. Различные физические параметры для изотропных и анизотропных сред обсуждаются с помощью графиков.

Ключевые слова: холодная плазма, метод Винера–Хопфа, дифракция волн, электромагнитные волны

DOI: 10.31857/S0367292120040046

1. ВВЕДЕНИЕ

Анализ рассеяния волн в полубесконечной пластине, бесконечной пластине, пластине конечного размера, решетках и периодических структурах очень важен в оптике и электромагнитной теории. В связи с этим в последнее время были развиты различные численные и аналитические методы, и явление дифракции было исследовано для множества различных структур. Большое количество методов исследования применяется сейчас к проблеме рассеяния. Метод Римана–Гильберта был использован в теории дифракции и распространении электромагнитных волн [1]. Применяется метод функций Грина двойного ряда для анализа рассеяния волн комбинационными резонансными рассеивателями [2]. Метод аналитической регуляризации использовался для анализа задач на собственные значения также как и для рассеяния волн [3]. Икуно и Ясуура исследовали рассеяние периодической поверхностью методом сопоставления точек [4]. Метод согласования мод был применен для анализа рассеяния электромагнитных волн [5]. Краткое введение в метод Ясуура можно найти в [6]. Интегральный и дифференциальный метод применяется для анализа рассеяния решетками [7].

Хината и Хосоно применили метод сопоставления точки численный анализ рассеяния электромагнитной волны на плоской решетке, расположенной в однородной среде [8]. Анализ электромагнитных полей в неоднородной среде был выполнен с использованием расширенного метода рядов Фурье [9].

Метод Винера–Хопфа [10, 11] используется строго как теоретико-функциональный подход для анализа задач распространения и рассеяния волн, связанных с каноническими геометриями, и может быть эффективно применен для анализа дифракции на конкретных структурах. Анализ дифракции на пластинах, основанный на технике Винера–Хопфа, очень важен. В [12] и [13] была исследована задача о полупространстве, что привело к интенсивному изучению рассеяния звука и электромагнитных волн. К настоящему времени были изучены несколько классических задач на основе дифракции электромагнитных волн на точечном и линейном препятствии. Эти задачи представляют собой канонические задачи ГТД (геометрической теории дифракции). Исследователи продолжили решать задачи дифракции, рассматривая различные плоскости, с помощью различных аналитических и численных методов.

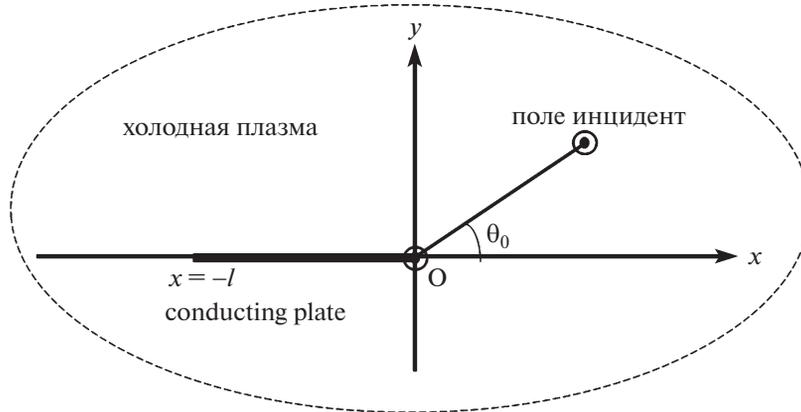


Рис. 1. Схема падения волны на конечную пластину, помещенную в холодную плазму.

Авторы работы [14] исследовали дифракцию плоской волны на щели, были получены точные и асимптотические решения. Позже в [15] была изучена дифракция плоской волны на конечной пластине с импедансными краевыми условиями. При анализе указанной задачи была применена техника Винера–Хопфа.

Анализируя проблемы дифракции, исследователи решили исследовать влияние холодной плазмы. Тогда аналогичным методом было исследовано рассеяние электромагнитной волны в присутствии холодной плазмы. Холодная плазма представлена в верхних слоях земной атмосферы далеко от поверхности Земли. Холодная плазма содержит ионы низкой энергии, которые холоднее, чем это ожидалось учеными. По этой причине пренебрегается давлением и температурой. Явление дифракции плоской волны на импедансной полуплоскости в присутствии холодной плазмы было исследовано в [16]. В [17] проведен анализ дифракции плоской E-поляризованной волны с помощью плоского импедансного волновода, расположенного в холодной плазме. В дальнейшем в [18] было изучено влияние диэлектрической проницаемости холодной плазмы на излучение основной ТЕМ-волны плоским импедансным волноводом. Для анализа этой проблемы был применен метод Винера–Хопфа.

В представленном случае уравнение Гельмгольца моделируется с использованием электрических компонентов в присутствии магнитного поля с учетом эффектов холодной плазмы. Многие исследователи работали с радиосигналами, излучаемыми спутниками. Эти сигналы дифрагируют на различных препятствиях перед регистрацией земной станцией. Препятствия могут иметь различную структуру и характеристики. Целью данной работы является исследование влияния холодной плазмы на радиосигналы, которые дифрагируют на препятствиях (здесь использована

пластина конечной длины). Это важно, так как при прохождении спутником областей с холодной плазмой или при взаимодействии электромагнитного сигнала с холодной плазмой при измерениях могут возникнуть радикальные эффекты. При взаимодействии с холодной плазмой электромагнитный сигнал может измениться. Предполагается, что система погружена в холодную плазму, как показано на рис. 1.

Решение результирующего уравнения Гельмгольца получено с помощью ассоциированных специальных граничных условий техникой Винера–Хопфа. Краткий исторический обзор представлен в [19]. Кроме того, плазма, используемая в настоящей модели, рассматривается как холодная плазма, где можно пренебречь температурой и давлением. Также, здесь рассматривается анизотропия среды в результате намагничивания плазмы земным магнитным полем.

2. ВЫВОД УРАВНЕНИЯ ГЕЛЬМГОЛЬЦА

Диэлектрическая проницаемость холодной плазмы в тензорном представлении выражается следующим образом

$$\epsilon = \epsilon_0 \begin{pmatrix} \epsilon_1 & -i\epsilon_2 & 0 \\ i\epsilon_2 & \epsilon_1 & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_z \end{pmatrix}, \quad (1)$$

где ϵ_1 , ϵ_2 и ϵ_z имеют вид

$$\begin{aligned} \epsilon_1 &= 1 - \left(\frac{\omega_p}{\omega} \right)^2 \left[1 - \left(\frac{\omega_c}{\omega} \right)^2 \right]^{-1}, \\ \epsilon_2 &= \left(\frac{\omega_p}{\omega} \right)^2 \left[\frac{\omega}{\omega_c} - \frac{\omega_c}{\omega} \right]^{-1}, \end{aligned} \quad (2)$$

и

$$\varepsilon_z = 1 - \left(\frac{\omega_p}{\omega} \right)^2, \quad (3)$$

При этом

$$\omega_p^2 = \frac{N_e e^2}{m \varepsilon_0}, \quad \omega_c = \frac{|e| \mu_0 H_{dc}}{m}. \quad (4)$$

Здесь e – заряд электрона, N – концентрация электронов, m – масса электрона, ω – частота, ω_c – циклотронная частота, ω_p – плазменная частота и H_{dc} – модуль вектора магнитного поля постоянного тока. Комбинирование уравнений Максвелла и тензора диэлектрической проницаемости дает компоненты электрического поля, представленные в терминах магнитного поля следующим образом:

$$E_x = \frac{i \varepsilon_1}{\omega \varepsilon_0 (\varepsilon_1^2 - \varepsilon_2^2)} \frac{\partial H_z(x, y)}{\partial y} + \frac{\varepsilon_2}{\omega \varepsilon_0 (\varepsilon_1^2 - \varepsilon_2^2)} \frac{\partial H_z(x, y)}{\partial x}, \quad (5)$$

и

$$E_y = \frac{\varepsilon_2}{\omega \varepsilon_0 (\varepsilon_1^2 - \varepsilon_2^2)} \frac{\partial H_z(x, y)}{\partial y} - \frac{i \varepsilon_1}{\omega \varepsilon_0 (\varepsilon_1^2 - \varepsilon_2^2)} \frac{\partial H_z(x, y)}{\partial x}. \quad (6)$$

Таким образом, с помощью уравнений (5) и (6) получается уравнение Гельмгольца в холодной плазме, имеющее вид

$$\partial_{xx} H_z(x, y) + \partial_{yy} H_z(x, y) + k_{eff}^2 H_z(x, y) = 0, \quad (7)$$

где

$$k_{eff} = k \sqrt{\frac{\varepsilon_1^2 - \varepsilon_2^2}{\varepsilon_1}} \quad \text{и} \quad k = \omega \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}. \quad (8)$$

3. МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ЗАДАЧИ

Мы рассмотрели задачу о падении электромагнитной волны на проводящую пластину, у которой один край имеет координату $x = 0$, а другой координату $x = -l$. На поверхности пластины поставлены граничные условия Неймана. Падающая волна образует с горизонтальной осью угол θ_0 , который называется углом падения. Полное поле имеет следующее представление:

$$H_z^{tot}(x, y) = H_z^{inc}(x, y) + H_z(x, y), \quad (9)$$

где H_z^{inc} – падающее поле, которое определяется как

$$H_z^{inc}(x, y) = \exp\{-ik_{eff}(x \cos \theta_0 + y \sin \theta_0)\}, \quad (10)$$

где k_{eff} – определенный в (8), – эффективное волновое число в свободном пространстве, k – волновое число в свободном пространстве. Для удобства аналитического решения считается, что среда характеризуется слабым затуханием, так что $k_{eff} = \text{Re} k_{eff} + i \text{Im} k_{eff}$ ($0 < \text{Im} k_{eff} \ll \text{Re} k_{eff}$), а решение для действительного k получается в предположении $\text{Im} k_{eff} \rightarrow 0$ [20]. Рассматриваемая краевая задача (КЗ) сформулирована в терминах приведенного потенциала в безразмерном виде и будет целесообразным ввести обозначения для разделенного поля в различных типах областей.

Полное поле $H_z^{tot}(x, y)$ в диапазоне $x \in (-\infty, \infty)$ удовлетворяет уравнению Гельмгольца

$$[\partial_{xx} + \partial_{yy} + k_{eff}^2] H_z^{tot}(x, y) = 0. \quad (11)$$

Продифрагировавшее поле, удовлетворяющее уравнению Гельмгольца, может быть извлечено из предыдущего уравнения следующим образом

$$[\partial_{xx} + \partial_{yy} + k_{eff}^2] H_z(x, y) = 0. \quad (12)$$

Нашей целью является определение дифракции падающей волны на конечную пластину с краевыми условиями Неймана. Условия Неймана поставлены вдоль поверхности пластины. Таким образом, для определения продифрагировавшего поля H_z определяются следующие граничные условия и условия непрерывности

$$\partial_y H_z^{tot}(x, 0^\pm) = 0 \quad \text{для} \quad -l \leq x \leq 0, \quad (13)$$

и

$$\begin{cases} c H_z^{tot}(x, 0^+) = H_z^{tot}(x, 0^-), \\ -\infty < x < -l, \quad x > 0, \\ \partial_y H_z^{tot}(x, 0^+) = \partial_y H_z^{tot}(x, 0^-), \\ -\infty < x < -l, \quad x > 0. \end{cases} \quad (14)$$

4. ТРАНСФОРМАЦИЯ ЗАДАЧИ

Применение преобразования Фурье по переменной x дает решение краевой задачи

$$\begin{aligned} \mathcal{F}(\alpha, y) &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} H_z(x, y) e^{i\alpha x} dx = \\ &= \mathcal{F}_+(\alpha, y) + e^{-i\alpha l} \mathcal{F}_-(\alpha, y) + \mathcal{F}_l(\alpha, y), \end{aligned} \quad (15)$$

где $\alpha = \text{Re}\{\alpha\} + i\text{Im}\{\alpha\} = \sigma + i\tau$. Ассимптотическое поведение $H_z(x, y)$ при $x \rightarrow \pm\infty$ имеет вид

$$H_z(x, y) = \begin{cases} O(e^{-ik_{eff}x}), \\ O(e^{-k_{eff}x \cos \theta_0}). \end{cases} \quad (16)$$

$\mathcal{F}_+(\alpha, y)$ ведет себя как регулярная функция α при, $-\text{Im}\{k_{eff}\} < \text{Im}\{\alpha\}$ и $\mathcal{F}_-(\alpha, y)$ ведет себя как регулярная функция α при $\text{Im}\{\alpha\} < \text{Im}\{k_{eff}\} \cos \theta_0$, $\mathcal{F}_l(\alpha, y)$ ведет себя как аналитическая функция α в общей области $-\text{Im}\{k_{eff}\} < \text{Im}\{\alpha\} < \text{Im}\{k_{eff} \cos \theta_0\}$, что определяет область применимости техники Винера–Хопфа. Таким образом

$$\mathcal{F}_+(\alpha, y) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_0^\infty H_z(x, y) e^{i\alpha x} dx, \quad (17)$$

$$\mathcal{F}_-(\alpha, y) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{-l} H_z(x, y) e^{i\alpha(x+l)} dx, \quad (18)$$

$$\mathcal{F}_l(\alpha, y) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-l}^0 H_z(x, y) e^{i\alpha x} dx. \quad (19)$$

$$\mathcal{F}^{inc}(\alpha, 0) = \frac{1 - e^{-il(\alpha - k_{eff} \cos \theta_0)}}{i(\alpha - k_{eff} \cos \theta_0)}. \quad (20)$$

Применение преобразования Фурье к уравнениям (12)–(14) дает,

$$\left(\frac{d^2}{dy^2} + \gamma^2 \right) \mathcal{F}(\alpha, y) = 0, \quad (21)$$

где $\gamma(\alpha) = \sqrt{k_{eff}^2 - \alpha^2}$,

$$\partial_y \mathcal{F}_l(\alpha, 0^+) = -\partial_y \mathcal{F}^{inc}(\alpha, 0), \quad (22)$$

$$\partial_y \mathcal{F}_l(\alpha, 0^-) = -\partial_y \mathcal{F}^{inc}(\alpha, 0), \quad (23)$$

и

$$\begin{aligned} \mathcal{F}_-(\alpha, 0^+) &= \mathcal{F}_-(\alpha, 0^-) = \mathcal{F}_-(\alpha, 0), \\ \mathcal{F}_+(\alpha, 0^+) &= \mathcal{F}_+(\alpha, 0^-) = \mathcal{F}_+(\alpha, 0), \\ \partial_y \mathcal{F}_-(\alpha, 0^+) &= \partial_y \mathcal{F}_-(\alpha, 0^-) = \partial_y \mathcal{F}_-(\alpha, 0), \\ \partial_y \mathcal{F}_+(\alpha, 0^+) &= \partial_y \mathcal{F}_+(\alpha, 0^-) = \partial_y \mathcal{F}_+(\alpha, 0). \end{aligned} \quad (24)$$

5. МОДЕЛИРОВАНИЕ УРАВНЕНИЯ ВИНЕРА–ХОПФА

Решение уравнения (21), удовлетворяющее условиям излучения, имеет вид

$$\mathcal{F}(\alpha, y) = \begin{cases} A_1(\alpha) e^{-i\gamma y} & y \geq 0, \\ A_2(\alpha) e^{i\gamma y} & y < 0. \end{cases} \quad (25)$$

С помощью уравнений (15) и уравнений (22)–(25) вычисляется следующее функциональное уравнение Винера–Хопфа:

$$\mathcal{F}'_+(\alpha, 0) + e^{-i\alpha l} \mathcal{F}'_-(\alpha, 0) + \mathcal{H}(\alpha) F_l(\alpha, 0) = -k_{eff} \sin \theta_0 \mathcal{G}(\alpha), \quad (26)$$

где

$$\mathcal{H}(\alpha) = i\gamma, \quad (27)$$

$$F_l(\alpha, 0) = \frac{1}{2} [\mathcal{F}_l(\alpha, 0^+) - \mathcal{F}_l(\alpha, 0^-)], \quad (28)$$

$$\mathcal{G}(\alpha) = \frac{(1 - e^{-i(\alpha - k_{eff} \cos \theta_0)l})}{\sqrt{2\pi}(\alpha - k_{eff} \cos \theta_0)}. \quad (29)$$

6. ПРОЦЕДУРА ВИНЕРА–ХОПФА

Опустим детали и последуем за процедурой из [10]. Коэффициент ядра, вытекающий из (26), раскладывается на сомножители

$$\mathcal{H}(\alpha) = i\gamma = \mathcal{H}_+(\alpha) \mathcal{H}_-(\alpha), \quad (30)$$

$$\mathcal{H}_+(\alpha) = e^{i\frac{\pi}{4}} \sqrt{k_{eff} + \alpha}, \quad \mathcal{H}_-(\alpha) = e^{i\frac{\pi}{4}} \sqrt{k_{eff} - \alpha}, \quad (31)$$

и

$$\gamma(\alpha) = \gamma_+(\alpha) \gamma_-(\alpha), \quad (32)$$

$$\gamma_+(\alpha) = \sqrt{k_{eff} + \alpha}, \quad \gamma_-(\alpha) = \sqrt{k_{eff} - \alpha}, \quad (33)$$

где $\mathcal{H}_+(\alpha)$ и $\gamma_+(\alpha)$, регулярные при $\text{Im}\{\alpha\} > -\text{Im}\{k_{eff}\}$, лежат в верхней полуплоскости, а $\mathcal{H}_-(\alpha)$ и $\gamma_-(\alpha)$, регулярные при $\text{Im}\{\alpha\} < \text{Im}\{k_{eff}\} \cos \theta_0$, лежат в нижней полуплоскости. Вывод и анализ уравнения (26) с использованием того же пути даны в [10]. Этот анализ может быть использован для получения приближенного решения для больших $k_{eff}r$ ($r = \sqrt{x^2 + y^2}$). Приравнивая члены (26) с положительным знаком на одной стороне уравнения и члены с отрицательным знаком на другой стороне, получаем, следовательно, ту же функцию, скажем, $J(\alpha)$. Аналитическое продолжение наряду с расширенной формой теоремы Лиувилля позволяет предположить, что $J(\alpha)$ как целая функция, фигурирующая в виде полинома, приравнивается к нулю. Исключая подробные расчеты по методике, приведенной в [10], получаем следующие результаты

$$\mathcal{F}'_+(\alpha, 0) = \frac{\mathcal{A}\mathcal{H}_+(\alpha)}{\sqrt{2\pi}} (\mathcal{G}_1(\alpha) + \mathcal{T}(\alpha) \mathcal{C}_1), \quad (34)$$

$$\mathcal{F}'_-(\alpha, 0) = \frac{\mathcal{A}\mathcal{H}_-(\alpha)}{\sqrt{2\pi}} (\mathcal{G}_2(-\alpha) + \mathcal{T}(-\alpha) \mathcal{C}_2), \quad (35)$$

где

$$\begin{aligned} \mathcal{G}_1(\alpha) &= \frac{1}{(\alpha - k_{eff} \cos \theta_0)} \left(\frac{1}{\mathcal{H}_+(\alpha)} - \frac{1}{\mathcal{H}_+(k_{eff} \cos \theta_0)} \right) - \exp(-ilk_{eff} \cos \theta_0) \mathcal{R}_1(\alpha), \\ \mathcal{G}_2(\alpha) &= \frac{\exp(ilk_{eff} \cos \theta_0)}{(\alpha + k_{eff} \cos \theta_0)} \times \\ &\times \left(\frac{1}{\mathcal{H}_+(\alpha)} - \frac{1}{\mathcal{H}_+(-k_{eff} \cos \theta_0)} \right) - \mathcal{R}_2(\alpha), \end{aligned} \quad (36)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{C}_1 &= \mathcal{H}_+(k_{eff}) \left(\frac{\mathcal{G}_2(k_{eff}) + \mathcal{H}_+(k_{eff}) \mathcal{G}_1(k_{eff}) \mathcal{T}(k_{eff})}{1 - \mathcal{H}_+(k_{eff}) \mathcal{T}^2(k_{eff})} \right), \\ \mathcal{C}_2 &= \mathcal{H}_+(k_{eff}) \left(\frac{\mathcal{G}_1(k_{eff}) + \mathcal{H}_+(k_{eff}) \mathcal{G}_2(k_{eff}) \mathcal{T}(k_{eff})}{1 - \mathcal{H}_+^2(k_{eff}) \mathcal{T}^2(k_{eff})} \right), \end{aligned} \quad (37)$$

$$\mathcal{R}_{1,2}(\alpha) = \frac{E_{-1} [W_{-1}(-i(k_{eff} \pm k_{eff} \cos \theta_0)l) - W_{-1}(-i(k_{eff} + \alpha)l)]}{2\pi i (\alpha \mp k_{eff} \cos \theta_0)}, \quad (40)$$

$$\mathcal{T}(\alpha) = \frac{1}{2\pi i} E_{-1} W_{-1}(-i(k_{eff} + \alpha)l), \quad (41)$$

$$E_{-1} = 2 \exp(ik_{eff}l) (l)^{\frac{1}{2}} (i)^{-\frac{1}{2}}, \quad (42)$$

и

$$\begin{aligned} W_{n-\frac{1}{2}}(p) &= \int_0^\infty \frac{u^n \exp(-u)}{u+p} du = \\ &= \Gamma(n+1) \exp\left(\frac{p}{2}\right) p^{\frac{1}{2}n-\frac{1}{2}} W_{-\frac{1}{2}(n+1), \frac{1}{2}n}(p), \end{aligned} \quad (43)$$

где $p = -i(k_{eff} + \alpha)l$ и $n = -1/2$. $W_{m,n}$ известна как функция Уиттгера.

Из (25) и (26) дифрагированное поле в пространстве изображений дается следующим выражением:

$$\begin{aligned} \mathcal{F}(\alpha, y) &= -\frac{1}{\mathcal{H}(\alpha)} \times \\ &\times \left[\mathcal{F}'_+(\alpha, 0) + \mathcal{F}'_l(\alpha, 0) + e^{-i\alpha l} \mathcal{F}'_-(\alpha, 0) \right] e^{-i\gamma|y|}, \end{aligned} \quad (44)$$

где

$$\mathcal{F}'_l(\alpha, 0) = -\mathcal{A} \mathcal{G}(\alpha), \quad \text{и} \quad \mathcal{A} = -k_{eff} \sin \theta_0. \quad (45)$$

Дифрагировавшее поле в реальном пространстве получается при применении обратного Фурье преобразования $\mathcal{F}(\alpha, y)$, которое определяется следующим образом:

$$H_z(x, y) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \mathcal{F}(\alpha, y) e^{-i\alpha x - i\gamma|y|} d\alpha. \quad (46)$$

Используя (44) и (46), получим

$$\begin{aligned} H_z(x, y) &= -\frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{\mathcal{H}(\alpha)} \times \\ &\times \left[\mathcal{F}'_+(\alpha, 0) + \mathcal{F}'_l(\alpha, 0) + e^{-i\alpha l} \mathcal{F}'_-(\alpha, 0) \right] e^{-i\alpha x - i\gamma|y|} d\alpha, \end{aligned} \quad (47)$$

Теперь $H_z(x, y)$ состоит из двух частей $H_z^{sep}(x, y)$ и $H_z^{int}(x, y)$

$$H_z(x, y) = H_z^{sep}(x, y) + H_z^{int}(x, y), \quad (48)$$

где

$$\begin{aligned} H_z^{sep}(x, y) &= -\frac{1}{2\pi} \times \\ &\times \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\mathcal{H}_+(\alpha) e^{(-i\alpha x - i\gamma|y|)}}{\mathcal{H}(\alpha) \mathcal{H}_+(k_{eff} \cos \theta_0) (\alpha - k_{eff} \cos \theta_0)} d\alpha \\ &+ \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp(-il(\alpha - k_{eff} \cos \theta_0)) \mathcal{H}_+(-\alpha) e^{(-i\alpha x - i\gamma|y|)}}{\mathcal{H}(\alpha) \mathcal{H}_+(-k_{eff} \cos \theta_0) (\alpha - k_{eff} \cos \theta_0)} d\alpha, \end{aligned} \quad (49)$$

и

$$\begin{aligned} H_z^{int}(x, y) &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{\mathcal{H}(\alpha)} \times \\ &\times \begin{pmatrix} \mathcal{H}_+(\alpha) \mathcal{R}_1(\alpha) e^{-ilk_{eff} \cos \theta_0} \\ -\mathcal{H}_+(\alpha) \mathcal{T}(\alpha) \mathcal{C}_1 \\ +\mathcal{H}_+(-\alpha) \mathcal{R}_2(-\alpha) e^{-i\alpha l} \\ -\mathcal{H}_+(-\alpha) \mathcal{T}(-\alpha) \mathcal{C}_2 e^{-i\alpha l} \end{pmatrix} e^{(-i\alpha x - i\gamma|y|)} d\alpha. \end{aligned} \quad (50)$$

Разделенное поле, определяемое уравнением (49) состоит из двух частей. Одна соответствует дифракции на краю $x = 0$, а другая – на краю $x = -l$. Поле взаимодействия, определяемое уравнением (50), соответствует взаимодействию одного края с другим в отсутствии других.

7. ПОЛУЧЕНИЕ

ПРОДИФРАГИРОВАВШЕГО ПОЛЯ

В дальней зоне решение для продифрагированного поля может быть получено с помощью асимптотической оценки интегралов, появляющихся в (49) и (50). С этой целью вводятся полярные координаты $x = r \cos \theta$, $|y| = r \sin \theta$, и следующие

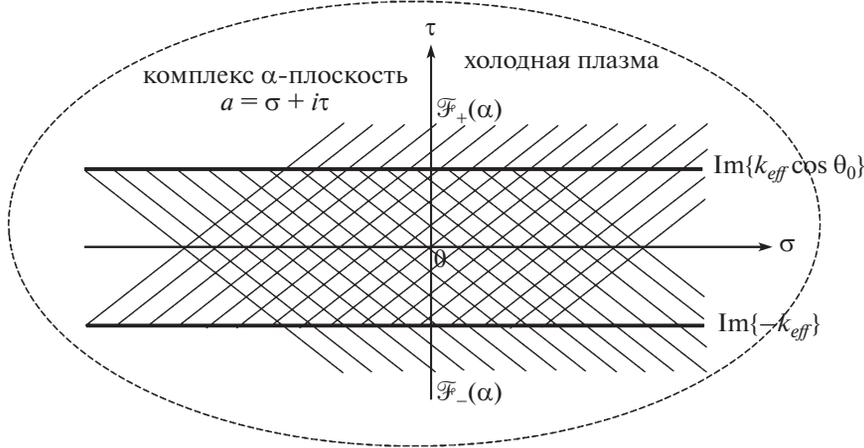


Рис. 2. Аналитическое продолжение на комплексной α -плоскости.

шее преобразование, помогающее деформировать контур

$$\alpha = -k_{eff} \cos(\theta + i\zeta), \quad \text{где} \quad (51)$$

$$0 < \theta < \pi, \quad -\infty < \zeta < \infty.$$

Таким образом, используя модифицированный метод стационарных фаз [21], уравнение (46) принимает следующий вид:

$$H_z(x, y) = \frac{ik_{eff}}{\sqrt{k_{eff}r}} \mathfrak{F}(-k_{eff} \cos \theta, y) \sin \theta \exp\left(ik_{eff}r + i\frac{\pi}{4}\right). \quad (52)$$

Аналогично, применение модифицированного метода стационарных фаз [21] к интегралам (49) и (50) дает следующий результат:

$$H_z^{sep}(x, y) = -\frac{1}{\sqrt{2\pi}} \frac{ik_{eff}}{\sqrt{k_{eff}r}} \times \quad (53)$$

$$\times f_{sep}(-k_{eff} \cos \theta) \sin \theta \exp\left(ik_{eff}r + i\frac{\pi}{4}\right),$$

$$H_z^{int}(x, y) = -\frac{1}{\sqrt{2\pi}} \frac{ik_{eff}}{\sqrt{k_{eff}r}} \times \quad (54)$$

$$\times f_{int}(-k_{eff} \cos \theta) \sin \theta \exp\left(ik_{eff}r + i\frac{\pi}{4}\right),$$

где

$$f_{sep}(-k_{eff} \cos \theta) = \frac{\mathfrak{H}_+(-k_{eff} \cos \theta)}{\mathfrak{H}(-k_{eff} \cos \theta) \mathfrak{H}_+(-k_{eff} \cos \theta_0) (-k_{eff} \cos \theta - k_{eff} \cos \theta_0)} - \frac{\exp(ik_{eff}(\cos \theta + \cos \theta_0)l) \mathfrak{H}_+(k_{eff} \cos \theta)}{\mathfrak{H}(-k_{eff} \cos \theta) \mathfrak{H}_+(k_{eff} \cos \theta_0) (-k_{eff} \cos \theta - k_{eff} \cos \theta_0)}, \quad (55)$$

и

$$f_{int}(-k_{eff} \cos \theta) = \frac{1}{\mathfrak{H}(-k_{eff} \cos \theta)} \times \left[\begin{aligned} &\mathfrak{H}_+(-k_{eff} \cos \theta) \mathfrak{R}_1(-k_{eff} \cos \theta) e^{ik_{eff} \cos \theta_0} \\ &+ \mathfrak{H}_+(k_{eff} \cos \theta) \mathfrak{R}_2(k_{eff} \cos \theta) e^{ik_{eff} \cos \theta} \\ &- \mathfrak{H}_+(-k_{eff} \cos \theta) \mathfrak{I}(-k_{eff} \cos \theta) \mathfrak{C}_1 \\ &- \mathfrak{H}_+(k_{eff} \cos \theta) \mathfrak{I}(k_{eff} \cos \theta) \mathfrak{C}_2 e^{ik_{eff} \cos \theta} \end{aligned} \right]. \quad (56)$$

Уравнение (52) дает асимптотическое представление продифрагировавшего поля в дальней зоне как $k_{eff}r \rightarrow \infty$. Также асимптотическое разложение $H_z(x, y)$ справедливо для любого угла на-

блюдения всюду в пространстве. Найдено, что разделенное поле представляет собой поле, дифрагировавшее на краях $x = -l$ и $x = 0$, плюс дополнительный вклад в поле геометрической волны, не включенный в поле падения. Разделенное поле является результирующим полем, которое вносит вклад в физику задачи. В то время как взаимодействующее поле обеспечивает взаимодействие одного края с другим, однако не приводит ни к какой физике задачи. Разделенное поле обеспечивает физическое восприятие явления дифракции на определенной границе. Таким образом, только разделенное поле принимается во внимание при численном моделировании, так как оно описывает процесс дифракции на кон-

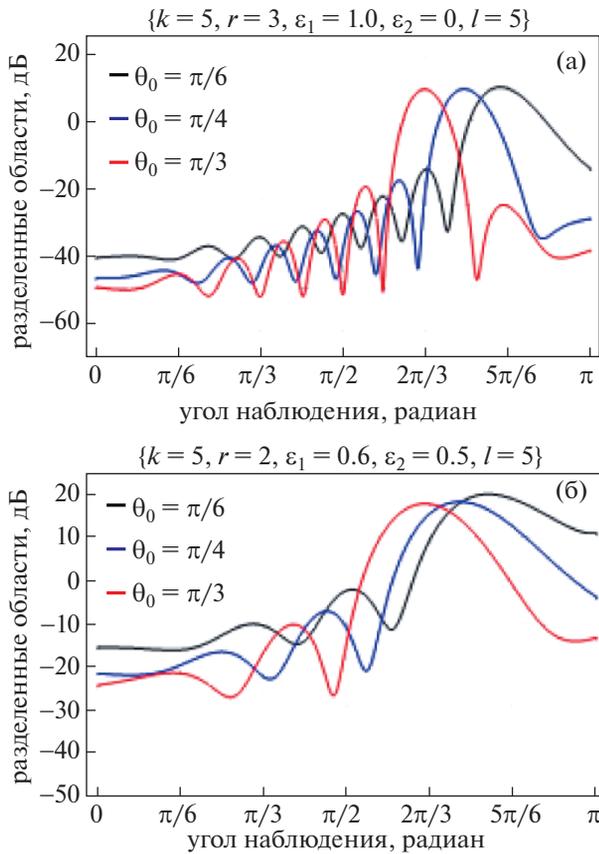


Рис. 3. Зависимость разделенного поля от угла падения в изотропной (а) и анизотропной (б) среде для $l = 5$.

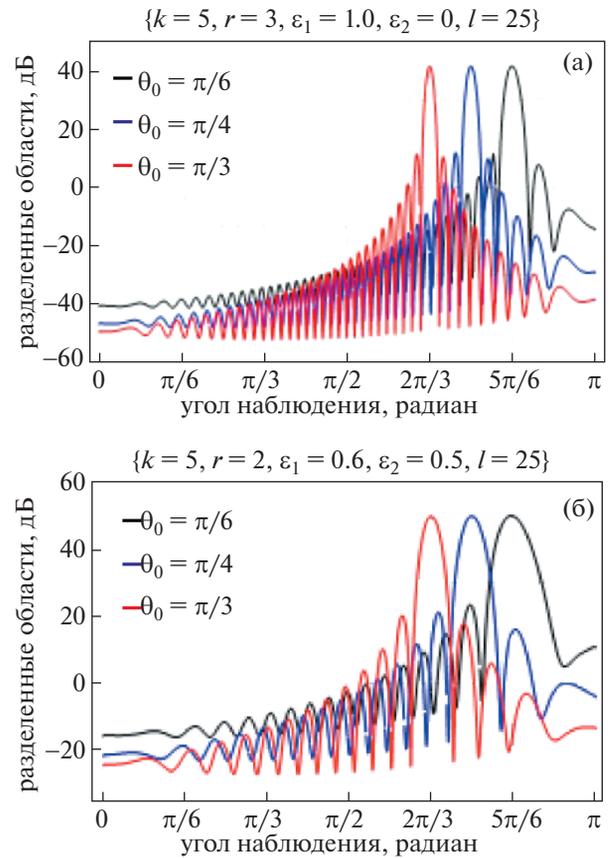


Рис. 4. Зависимость разделенного поля от угла падения в изотропной (а) и анизотропной (б) среде для $l = 25$.

кретной границе. Более того, поле взаимодействия появляется за счет двойной дифракции на двух краях, которая уже учтена в форме разделенного поля краями $x = -l$ и $x = 0$. Кроме того, увеличение длины пластины до бесконечности убирает вклад, возникающий из-за членов взаимодействия, и, следовательно, разделенное поле представляется дифракционным полем. Таким образом, только разделенное поле обсуждается в следующем разделе.

8. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Влияние физических параметров, таких как угол падения, волновое число, компоненты тензора диэлектрической проницаемости ϵ_1 , ϵ_2 и длина плиты на явление дифракции исследуется численно с помощью изображения зависимости вариации разделенного поля ($20 \log$) от угла наблюдения θ_0 . На рис. 3 и 4 представлены результаты для различных углов падения θ_0 при фиксированных остальных параметрах. При увеличении значения угла падения, разделенное поле получает сдвиг фазы в обратном направлении.

Анизотропная среда холодной плазмы вызывает вертикальный сдвиг разделенного поля и увеличение длины волны, как показано на рис. 3б и 4б. Также для деформации контура в гиперболическую форму мы формулируем следующие преобразования

$$\alpha = -k_{eff} \cos(\theta + i\xi)$$

$$\text{где } 0 < \theta < \pi, \quad -\infty < \xi < \infty,$$

так что контур над α приобретает форму гиперболы. Если $\theta < \theta_0$, две гиперболы никогда не пересекутся друг с другом, но инверсия неравенства вызывает вклад полюса, приводящий к подавлению падающей волны в области тени. Как показано на рис. 5, амплитуда разделенной волны уменьшается при увеличении k . Из этого следует, что частота волны движется в сторону нижней границы частоты. Присутствие анизотропной среды приводит к увеличению длины волны разделенного поля, как показано на рис. 5. Также наблюдается, что анизотропная среда холодной плазмы, вызывающая увеличение длины волны, воздействует на разделенное поле в виде вертикального сдвига, как показано на рис. 5б, по срав-

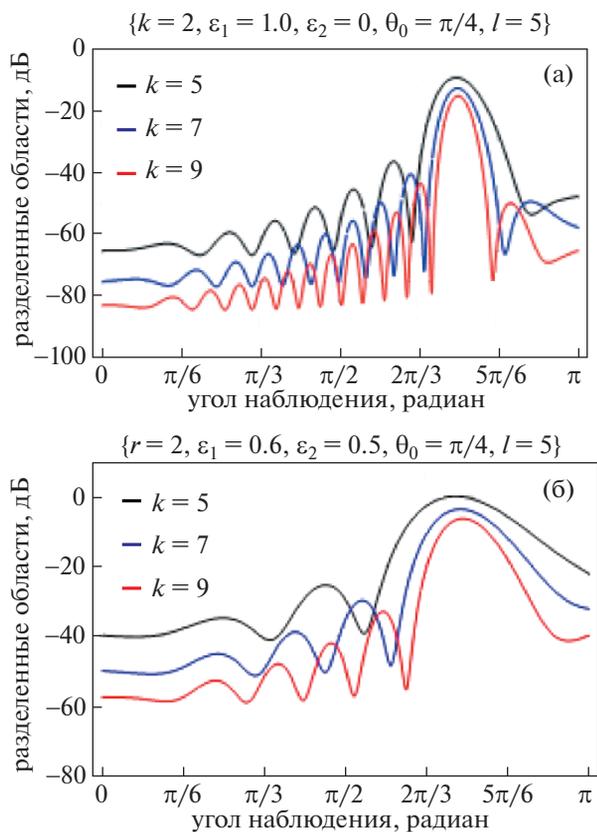


Рис. 5. Зависимость разделенного поля от волнового числа в изотропной (а) и анизотропной (б) среде.

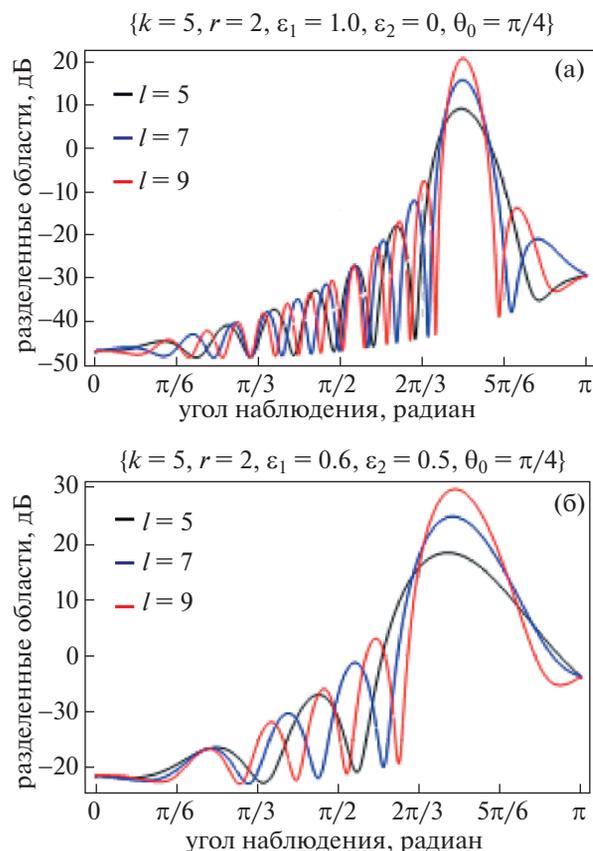


Рис. 6. Зависимость разделенного поля от длины пластины в изотропной (а) и анизотропной (б) среде.

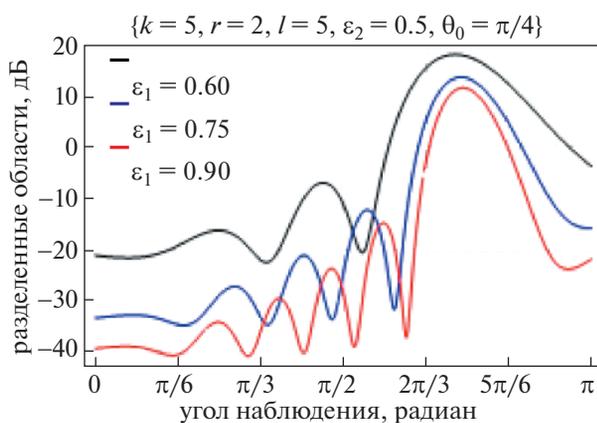


Рис. 7. Зависимость разделенного поля от компоненты диэлектрической проницаемости ε_1 .

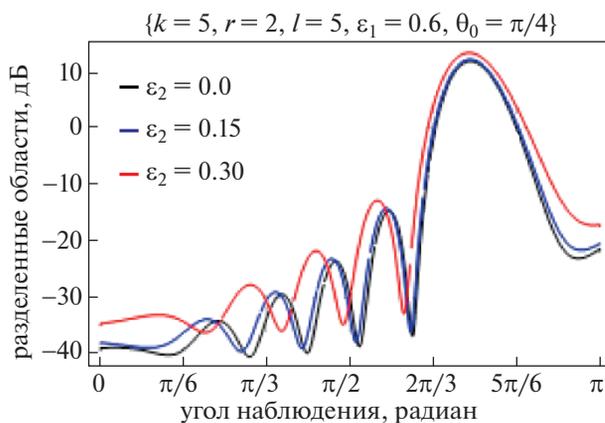


Рис. 8. Зависимость разделенного поля от компоненты диэлектрической проницаемости ε_2 .

нению со случаем изотропной среды, показанным на рис. 5а. Рисунок 6 – графическое описание разделенного поля для разных длин пластины l . На этих двух рисунках видно, что амплитуда растет с ростом длины пластины. На рис. 6б длина волны становится больше из-за наличия ани-

тропной среды холодной плазмы, чем длина волны разделенного поля в изотропной среде, как показано на рис. 6а. Причиной этого увеличения является пренебрежение давлением и температурой холодной плазмы. Рисунок 7 демонстрирует влияние диэлектрической проницаемости ε_1 хо-

лодной плазмы на разделенное поле. Резкое влияние ϵ_1 на разделенное поле наблюдается при наличии анизотропной среды. Амплитуда разделенного поля уменьшается при увеличении ϵ_1 . На рис. 8 амплитуда разделенного поля слабо увеличивается при увеличении ϵ_2 . Улучшение в ϵ_1 приводит к увеличению циклотронной частоты ω_c . Следовательно, магнитная сила Лоренца увеличивается и приводит к увеличению амплитуды разделенного поля (продифрагировавшего поля).

9. ВЫВОДЫ

В настоящем сообщении представлено строгое исследование электромагнитной волны, дифрагирующей на конечной пластине с условиями Неймана, погруженной в холодную плазму. Обнаружено, что на разделенное поле влияют (а) увеличение длины пластины, (б) изменение угла падения, (с) изменение волнового числа, (д) различные значения диэлектрической проницаемости элементов холодной плазмы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Shestopalov V.P.* The Riemann–Hilbert Method in the Theory of Diffraction and Propagation of Electromagnetic Waves. Kharkov University Press, Kharkov, 1971.
2. *Nosich A.I.* Analytical and Numerical Methods in Electromagnetic Wave Theory. Science House, Tokyo, 1993.
3. *Nosich A.I.* IEEE Antennas Propagat. Mag. 1999. V. 41. P. 34.
4. *Okuno H., Yasuura K.* IEEE Trans. Antennas Propagat. 1973. V. 21. P. 657.
5. *Okuno Y.* Analysis Methods for Electromagnetic Wave Problems. Artech House, Boston, 1990.
6. *Okuno Y.* Analytical and Numerical Methods in Electromagnetic Wave Theory. Science House, Tokyo, 1993.
7. *Petit R.* Electromagnetic Theory of Gratings. Springer-Verlag, Berlin, 1980.
8. *Hinata T., Hosono T.* Trans. IECE Japan. 1976. V. J59-B. P. 571.
9. *Yamasaki T., Isono K., Hinata T.* IEICE Trans. Electron. 2005. V. E88-C. P. 2216.
10. *Noble B.* Methods Based on the Wiener-Hopf Technique for the Solution of Partial Differential Equations. Pergamon, London, 1958.
11. *Mitra R., Lee S.-W.* Analytical Techniques in the Theory of Guided Waves. Macmillan, New York, 1971.
12. *Poincare H.* Acta Math. 1892. V. 16. P. 297.
13. *Sommerfeld A.* Math. Ann. 1896. V. 47. P. 317.
14. *Kobayashi K.* J. Phys. Soc. Jpn. 1991. V. 60. P. 1891.
15. *Nawaz R., Ayub M., Javaid A.* PloS ONE. 2014. V. 9. P. 01.
16. *Sahin I., Serbest A.H., Lyalinov M.A.* IEEE. 1998. V. 38. P. 569.
17. *Khan T.A., Ayub M., Jilani K.* Physica Scripta. 2014. V. 89. P. 01.
18. *Ayub M., Khan T.A., Jilani K.* Math. Meth. Appl. Sci. 2016. V. 39. P. 134.
19. *Lawrie J.B., Abrahams I.D.* J. Engineering Mathematics. 2007. V. 59. P. 351.
20. *Zheng J.P., Kobayashi K.* Progress In Electromagnetic Research B. 2009. V. 13. P. 203.
21. *Copson E.T.* Asymptotic Expansions. University Press, Cambridge, 1967.

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПЛАЗМЫ С ПОВЕРХНОСТЯМИ

УДК 533.9

ИССЛЕДОВАНИЕ КОМПОНЕНТОВ ЗАЩИТНОЙ ГРАФИТОВОЙ ОБЛИЦОВКИ КАМЕРЫ ТОКАМАКА Т-15МД СТАЦИОНАРНЫМИ ПЛАЗМЕННЫМИ НАГРУЗКАМИ В УСТАНОВКЕ ПЛМ И МОЩНЫМИ ЭЛЕКТРОННЫМИ ПУЧКАМИ

© 2021 г. С. Д. Федорович^а, А. В. Карпов^{а, б}, В. П. Будаев^{а, б, *}, С. А. Грашин^б, М. К. Губкин^а,
А. П. Слива^а, Ю. В. Мартыненко^б, А. Ю. Марченков^а, М. В. Лукашевский^а,
З. А. Заклецкий^а, Г. Б. Васильев^а, К. А. Рогозин^{а, б}, В. Чан Куанг^а

^а Национальный исследовательский университет “МЭИ”, Москва, Россия

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

*e-mail: budaev@mail.ru

Поступила в редакцию 07.06.2020 г.

После доработки 07.10.2020 г.

Принята к публикации 07.10.2020 г.

Проведены исследования образцов графитовой теплозащитной облицовки камеры токамака Т-15МД стационарными плазменными нагрузками в плазменной установке ПЛМ и мощными электронными пучками, моделирующими нагрузки при ЭЛМах и переходных процессах. При испытаниях плазменными нагрузками до 2 МВт/м² образцов графитовой облицовки Т-15МД температура их поверхности достигала значения более 1200°С, нагрев поверхности не приводил к растрескиванию, изменению рельефа и значительной эрозии графита. Плазменное воздействие приводило к росту слоя высокопористых углеродных структур на поверхности в зоне контакта с плазмой. Облучение графита электронными пучками нагрузкой менее 12 МВт/м² не приводило к изменениям поверхности, при нагрузке более 24 МВт/м² начинались процессы эрозии и растрескивания поверхности по межзёренным границам. При термоциклических нагрузках более 380 МВт/м² наблюдались эффекты значительной эрозии со скоростью удаления материала с поверхности графита до 175 мкм/с. Проведенные экспериментальные исследования и испытания рассматриваются как основание для использования исследованного типа графита в качестве облицовочных теплозащитных компонентов дивертора и первой стенки для эксплуатации в токамаке Т-15МД.

Ключевые слова: токамак, взаимодействие плазма-стенка, плазменные потоки, пучковые потоки, материалы термоядерного реактора, теплозащитная облицовка, графит

DOI: 10.31857/S0367292121030069

1. ВВЕДЕНИЕ

Для проектирования термоядерного реактора с магнитным удержанием плазмы, включая термоядерный источник нейтронов (ТИН) и ДЕМО-реактор, требуются результаты исследования всех механизмов взаимодействия горячей плазмы с материальными элементами вакуумной камеры. Необходимо знать не только интегральные характеристики изменения материалов под воздействием горячей плазмы, но и выявить все возможные физические механизмы эрозии, разрушения и модификации первой стенки, потенциально опасные для работы термоядерного реактора. В обеспечение проектирования гибридного реактора ТИН, в токамаке Т-15МД планируются проводить исследования взаимодействия плазмы с материалами первой стенки и дивертора, в том чис-

ле с компонентами облицовки из графита в качестве теплозащитной облицовки камеры.

Процессы взаимодействия термоядерной плазмы с материальной стенкой в реакторе будут проходить в экстремальных условиях, характеризующихся не только высокими значениями температуры, потоков тепла и нейтронов. Следует ожидать сильную неравновесность в плазме токамака [1], в том числе в системе плазма–стенка, способную привести к доминирующему влиянию эффектов, которые еще не полностью проявили себя в действующих сегодня термоядерных лабораторных установках (см. [2–7]). Поэтому экспериментальные исследования в этом направлении, интерпретацию имеющихся результатов следует проводить не только в рамках широко используемых в настоящее время традиционных моделей и подходов (см. [4–7]), но и с учетом значительного

прогресса, достигнутого в последние 20 лет в физике конденсированных сред, физике твердого тела, физике неравновесных процессов.

В токамаках T-10, JT-60U, TEXTOR, JET, AUG, DIII-D, Tore Supra, стеллараторе LHD и других термоядерных установках (ТУ) [8–12] наблюдалась интенсивная эрозия поверхности контактирующих с плазмой внутрикамерных компонентов камеры из графита. При использовании вольфрамовых материалов также наблюдаются процессы интенсивной эрозии и образование трещин на поверхности внутрикамерных компонентов, см. обзор [13]. Тепловые нагрузки на лимитеры и пластины дивертора в крупномасштабном токамаке могут достигать $\sim 2\text{--}5 \text{ МВт} \cdot \text{м}^{-2}$ и более, приводя к повышению температуры пластин (тайлов) облицовки камеры в среднем до $\sim 1000^\circ\text{C}$ и более; в срывах и ЭЛМах импульсные кратковременные нагрузки на диверторные пластины будут достигать величины субгигаваттного масштаба – более $0.2 \text{ ГВт} \cdot \text{м}^{-2}$ (см. [13] и ссылки там), что будет вызывать периодические повышения температуры материала до более высокой температуры. При использовании графита в качестве материала теплозащитной облицовки компонент вакуумной камеры в токамаке T-15MD [14] такие мощные нагрузки могут привести к перегреву поверхности, эрозии, растрескиванию и даже разрушению (см. [6, 7]) графитовой облицовки. Циклические мощные тепловые нагрузки при воздействии ЭЛМов могут приблизить температуру поверхности графитовых пластин к температуре сублимации. Поэтому необходимо оценить последствия возможных эффектов интенсивной эрозии поверхностных слоев графитовых материалов, используемых для облицовки компонентов камеры токамака T-15MD, с применением длительной плазменной нагрузки и мощной термоциклической тепловой нагрузки.

Определение всех характеристик стойкости графита при мощных стационарных плазменно-тепловых нагрузках важно также для принятия решений по выбору конструкции первой стенки в термоядерных установках следующего поколения, планируемых к сооружению в России (ТИН, ДЕМО).

В исследованиях стойкости графита при мощных плазменно-тепловых нагрузках необходимо рассматривать следующие вопросы взаимодействия плазма–стенка в крупном токамаке:

– длительность эксплуатации стенки (физическое/химическое распыление, эрозия, переосаждение, растрескивание материала);

– модификация структуры поверхности материала стенки, приводящее к изменению теплопроводности в условиях сильной эрозии, изменение микроструктуры и др.;

– формирование пыли при разрушении поверхности и влияние пылевых частиц на плазму.

Ввиду сложности вопросов эрозии обращенных к плазме внутрикамерных компонентов, для токамаков рассматриваются отдельно несколько механизмов, которые представляются важными, что позволяет продвинуться в понимании проблемы стойкости материалов при мощных плазменно-тепловых нагрузках.

Несмотря на то, что в различных установках (плазменных, корпускулярных, лазерных) глубина проникновения частиц в поверхность и процессы переноса тепла на поверхность отличаются, в целом, в литературе (см. обсуждение в [2, 3, 15] и др.) отмечается подобие поведения материала при мощных плазменно-тепловых нагрузках. В том числе отмечается схожесть пороговых характеристик разрушения, изменения структуры при мощной нагрузке.

Строгая классификация процессов разрушения графита при мощных плазменно-тепловых нагрузках в термоядерных установках с магнитным удержанием плазмы (токамаках, стеллараторах и линейных установках) до настоящего времени окончательно не выработана. Это связано с относительно небольшим объемом данных, полученным в экспериментах на термоядерных установках при мощных нагрузках более $\sim 1 \text{ МВт/м}^2$. Общие подходы к такой классификации строятся на анализе процессов разрушения, известных в материаловедении, а также анализе данных, полученных при испытаниях в установках, обеспечивающих интенсивное корпускулярное и лазерное облучение импульсными нагрузками. Следует отметить, что процессы разрушения материалов в таких установках не вполне идентичны процессам, происходящим при взаимодействии плазма–стенка в термоядерных установках с магнитным удержанием и ожидаемым при стационарных нагрузках большой длительности – более 1000 с. Это связано с наличием сильного магнитного поля в токамаках, свойствами взаимодействия плазма–стенка в них, в том числе: (i) аномальным переносом энергии и частиц в плазме, из плазмы на поверхность, свойствами анизотропии переноса, вызванной магнитным полем; (ii) состоянием поверхности (свойства эмиссии, проводимость, теплопроводность) и связанными с этим свойствами приповерхностной плазмы; (iii) протеканием токов из плазмы на поверхность, по поверхностным слоям и расплавам (см. обсуждение этих вопросов в [13, 16, 17]).

Для решения проблемы выбора материалов первой стенки и дивертора будущего термоядерного реактора (ТИН, ДЕМО), а также для выбора режимов эксплуатации токамака T-15MD, экспериментальные испытания графитовых компонентов облицовки камеры T-15MD следует про-

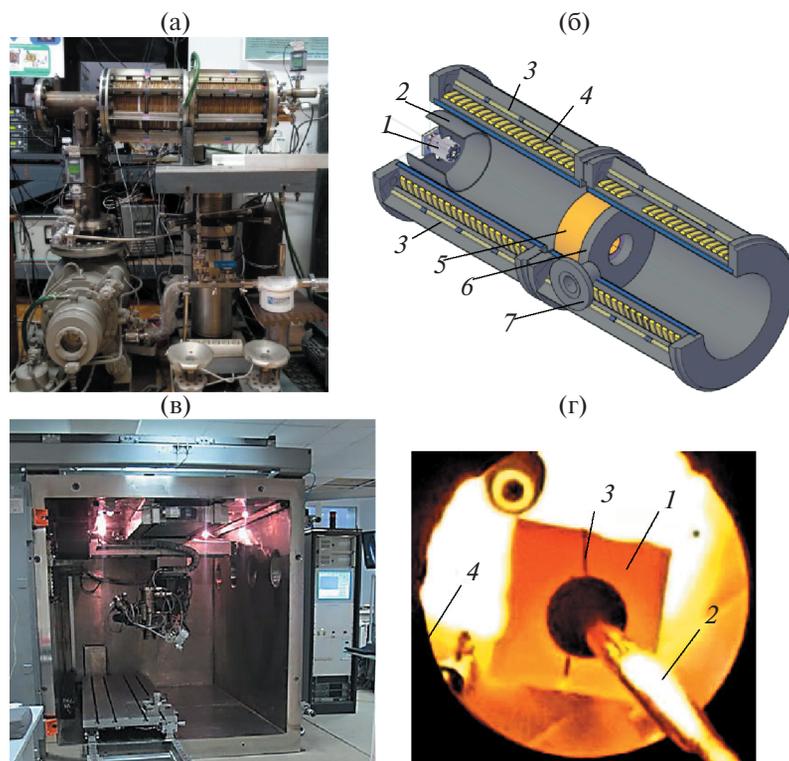


Рис. 1. (а) – Плазменная установка ПЛМ; (б) – схема экспериментальной камеры ПЛМ: 1 – катод, 2 – экран катода, 3 – постоянные магниты, 4 – соленоид продольного магнитного поля, 5 – медный анод, 6 – стальное кольцо анода, 7 – диагностическое окно; (в) – электронно-лучевая установка АЭЛТК 12; (г) – фото графитовой пластины в условиях эксперимента П2: 1 – нагретая плазмой до температуры 1270°С графитовая пластина, 2 – стержень из нержавеющей стали, 3 – тонкая танталовая проволока подвески образца, 4 – край апертуры медного анода.

водить мощными нагрузками в различных режимах удержания плазмы в том числе в стабильной фазе и при переходных процессах – ЭЛМах, срывах, вертикальных смещениях. Для этого следует использовать плазменные и пучковые установки. Для моделирования стационарных плазменных нагрузок на графитовый материал в данной работе использована плазменная установка ПЛМ [18] с параметрами плазмы релевантными периферийной плазме токамака масштаба Т-15МД (см. [13]). Для тепловых испытаний графита, моделирующих нагрузки при ЭЛМах в Т-15МД, в данной работе использована электронно-лучевая установка, обеспечивающая мощные пучковые нагрузки более 300 МВт/м². Результаты анализа структуры графита после таких экспериментальных исследований приведены в данной статье.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ УСТАНОВКИ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ И ИСПЫТАНИЯ ОБРАЗЦОВ ГРАФИТОВОЙ ОБЛИЦОВКИ

Плазменная экспериментальная установка ПЛМ для исследования материалов

Для проведения исследований и плазменных испытаний материалов теплозащитной облицов-

ки камеры токамака Т-15МД использовалась плазменная установка ПЛМ (рис. 1(а)), сооруженная в НИУ “МЭИ” в 2017 г. [18].

Плазменная установка ПЛМ (плазменный линейный мультикас) – линейная ловушка со стационарным удержанием плазмы магнитным полем с мультикасповой конфигурацией. Параметры установки ПЛМ:

продольное магнитное поле на оси – 0.01 Т, в каспах до 0.2 Т;

внутренний диаметр разрядной камеры – 0.16 м; диаметр горячей зоны плазменного пучка (диаметр диафрагмы анода) – 0.035 м;

длина разрядной камеры – 0.72 м. Камера снабжена водяным контуром охлаждения, что обеспечивает стационарный режим разряда.

Параметры стационарного плазменного разряда в установке ПЛМ:

длительность разряда – более 200 мин, ток плазменного разряда – до 30 А; плотность плазмы – $(0.5–5) \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$; электронная температура – 2–5 эВ с фракцией горячих электронов до 50 эВ; ионный поток плазмы – до $3 \times 10^{21} \text{ м}^{-2} \text{ с}^{-1}$;

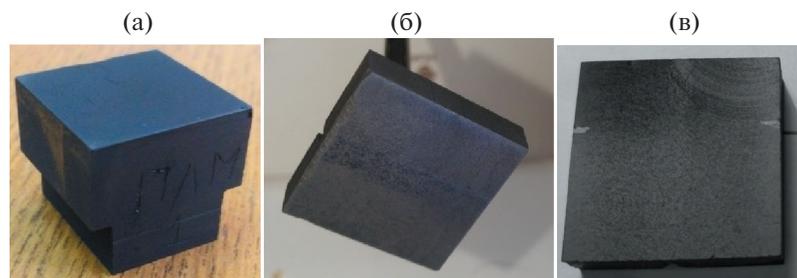


Рис. 2. Образцы после облучения в установке ПЛМ (а) П-1; (б) П-2; (в) П-3.

энергия ионов на образец до 70 эВ при подаче потенциала на образец до -100 В;

тепловой поток на облучаемые в плазме образцы – более 1 МВт/м²;

рабочий газ – гелий, водород, дейтерий, аргон, ксенон.

Материалы внутрикамерных компонентов ПЛМ: камера изготовлена из нержавеющей стали, анод изготовлен из меди, катод изготовлен из тантала. Плазменные диагностики: зондовая, болометрическая, спектроскопическая; диагностика тепловых потоков, диагностика температуры поверхности материалов.

Конструкция экспериментальной камеры установки ПЛМ (рис. 1) обеспечивает два положения образца при плазменном испытании: за анодом и в зоне между катодом и анодом. В этих двух зонах параметры плазмы значительно отличаются: плазма между катодом и анодом имеет большую температуру и плотность. Образцы устанавливались на тонкий металлический шток, изготовленный из молибдена или нержавеющей стали, через торцевой фланец установки. Нагрев испытуемого образца осуществлялся током из плазмы на поверхность образца методом подачи от дополнительного источника питания на образец положительного напряжения $+70$ В, $+75$ В, то есть, электронным током насыщения на образец. В первом эксперименте образец помещался после анода; во втором и третьем экспериментах образец был расположен между катодом и анодом.

Для моделирования стационарных плазменных нагрузок на графитовые образцы теплозащитной облицовки токамака Т-15МД в плазменной установке ПЛМ использовался разряд в гелии с параметрами плазмы, релевантными периферийной плазме токамака Т-15МД (см. [13]).

Параметры плазмы в эксперименте на ПЛМ оценены из измерений спектра излучения гелиевой плазмы и токов насыщения на образец. Измерено значение плавающего потенциала в экспериментах с облучаемым графитовым образцом, которое составило $\varphi_{fl} \approx -70$ В. В экспериментах с графитовым образцом (размером 2 см \times 2 см \times

$\times 0.5$ см с обращенной к плазме плоскостью 2 см \times 2 см площадью 4 см²) при отрицательном потенциале на образце -100 Вольт измерен ионный ток насыщения на поверхность, равный 0.52 А. Это значение тока использовано для оценки концентрации электронов плазмы, которая составила 3×10^{18} см⁻³. Для определения температуры электронов применялся метод с использованием относительной интенсивности атомарной и ионной линий гелия HeII 468.7 нм и HeI 471.3 нм, зарегистрированных в экспериментах на ПЛМ. Наблюдаемая интенсивность спектральной линии атомарного гелия в ≈ 100 раз больше интенсивности ионной, что при измеренной концентрации электронов соответствует температуре электронов $T_e \approx 2.5$ эВ.

Температура испытуемого графитового образца регистрировалась пирометром “Кельвин компакт 1800” через торцевой фланец установки, оснащенный окном из кварцевого стекла. Параметры экспериментов в серии плазменных облучений в ПЛМ образцов графитовой облицовки камеры токамака Т-15МД представлены в табл. 1.

Измерение температуры образцов показало, что при их испытаниях достигалось равновесное состояние, которое поддерживалось в течение 600 – 2100 с, см. табл. 1. Температура образца устанавливалась в результате баланса потока энергии частиц плазмы на его поверхность и теряемого потока энергии в виде радиационного охлаждения и теплопроводности через контакт с несущим штоком.

В первом эксперименте (П-1) Т-образный образец (рис. 2а) крепился непосредственно на молибденовый стержень (диаметром 5 мм, длиной 500 мм), находился в зоне за анодом. Во втором (П-2) и третьем (П-3) экспериментах образец (рис. 2б, 2в) в форме пластины с обращенной к плазме поверхностью 20×20 мм и толщиной 5 мм экспонировался в зоне между катодом и анодом. Образец 1 крепился на стержень 2 из нержавеющей стали с помощью тонкой танталовой проволоки 3, продетой через сверление в графите (рис. 2г). Уменьшение площади боковой поверхности образцов и суммарной площади контакта

Таблица 1. Параметры плазменных испытаний графитовых образцов облицовки в установке ПЛМ

| Параметры эксперимента | Графитовый образец | | |
|--|------------------------|-----------------------------------|-----------------------------------|
| | П-1 в зоне после анода | П-2 в зоне между катодом и анодом | П-3 в зоне между катодом и анодом |
| Потенциал катода, В | -200 | -200 | -250 |
| Потенциал образца, В | +70 | +75 | +70 |
| Ток плазменного разряда, А | 8 | 6.8 | 7 |
| Ток на образец, А | 1.4 | 3.4 | 3.4 |
| Ток в соленоиде магнита, А | 80 | 120 | 120 |
| Суммарная длительность облучения, сек | 13600 | 7440 | 3600 |
| Средняя температура образца, °С | 585 | 1185 | 1181 |
| Средний тепловой поток на образец, МВт/м ² | 1.2 | 1.49 | 1.46 |
| Максимальная температура образца, °С | 805 | 1288 | 1270 |
| Время плазменного облучения образца с максимальной температурой, сек | 2100 | 600 | 600 |
| Максимальный локальный тепловой поток на образец, МВт/м ² | 1.89 | 1.92 | 1.83 |

образца со стержнем 2 в сочетании с низкой теплопроводностью нержавеющей стали позволило существенно уменьшить тепловые потери в сравнении с экспериментом П-1. Это позволило достичь средней температуры поверхности образца 1270°С. Учитывая пикированную зависимость плотности и температуры плазмы по сечению плазменного пучка с максимальными значениями в центральной зоне, оценка максимального локального потока плазменно-тепловой нагрузки в центре образца достигала 2 МВт/м².

Электронно-лучевая экспериментальная установка для исследования материалов

Для проведения исследований и испытаний материалов теплозащитной графитовой облицовки камеры токамака Т-15МД импульсными мощными тепловыми нагрузками уровня ЭЛМов использовалась электронно-лучевая установка АЭЛТК 12 (рис. 1в) НИУ «МЭИ» [19], обеспечивающая мощные пучковые тепловые нагрузки до ~380 МВт/м².

Основные характеристики установки и электронного луча:

- ускоряющее напряжение 60 кВ;
- ток электронного пучка от 1 до 1000 мА;
- максимальная мощность электронной пушки 60 кВт;
- объем вакуумной камеры 12 м³;
- остаточное давление в вакуумной камере 10⁻³ мм. рт. ст.;
- скорость сканирования пучка по поверхности образца от 5 до 150 м/ч.

На установке АЭЛТК12 были проведены четыре эксперимента (Эл1–Эл4) с графитовыми образцами. Параметры экспериментов представлены в табл. 2. При облучении электронным пучком образцы устанавливались на массивной металлической пластине.

В экспериментах Эл1, Эл3 и Эл4 использовался метод непрерывного сканирования пучка по поверхности в зоне площадью 1 см², количество строк в одном кадре развертки 100, частота последовательных кадров 100 Гц. В результате сканирования поверхность равномерно нагревалась, при отключении нагрузки за 0.1 с поверхность остывала на 100°С.

В эксперименте Эл2 электронный луч на поверхности перемещался между 100 зонами, в каждой зоне время действия пучка было 100 мкс, частота развертки 100 Гц, суммарная длительность облучения была 20 с.

В экспериментах температура поверхности образцов в области обработки пучком электронов измерялась размещенным внутри вакуумной ка-



Рис. 3. Графитовые образцы после облучения пучками электронов в установке АЭЛТК 12.

Таблица 2. Режимы работы установки АЭЛТК12 при испытании графитовых образцов облицовки токамака Т-15МД

| Параметр | Номер эксперимента (образца) | | | |
|--|------------------------------|-----------------|-------------|-------------|
| | Эл1 | Эл2 | Эл3 | Эл4 |
| Ускоряющее напряжение, кВ | 60 | 60 | 60 | 60 |
| Ток пучка, мА | 20 | 20 | 20 | 40 |
| Частота сканирования, Гц | 100 | 100 | 100 | 100 |
| Длительность облучения, сек | 10 | 20 | 40 | 10 |
| Сканирование | непрерывное | по 100 точкам | непрерывное | непрерывное |
| Диаметр пучка, мм | 0.5 | 0.2 | 0.5 | 0.5 |
| Площадь пучка, мм ² | 0.196 | 0.031 | 0.196 | 0.196 |
| Площадь поверхности облучения, мм ² | 100 | 3.1 (100 точек) | 100 | 100 |
| Поток энергии на поверхность образца, МВт/м ² | 12 | 387 | 12 | 24 |
| Максимальная температура поверхности образца, °С | 1608 | 2079 | 2146 | 2616 |

меры оптическим пирометром Raytek Marathon MR1SCCF, диапазон измерений 600–3000°С, до максимальной величины температура повышалась за время облучения 10 с.

3. АНАЛИЗ ОБРАЗЦОВ ПОСЛЕ ОБЛУЧЕНИЯ ПЛАЗМОЙ В ПЛМ

Структура поверхности образцов после испытаний в плазме ПЛМ (рис. 4а) была исследована с использованием растрового сканирующего электронного микроскопа (СЭМ).

После испытаний образца П-1 плазменно-тепловым потоком в среднем по поверхности 1.2 МВт/м² не обнаружено макроскопического изменения рельефа, растрескивания поверхности и значительного распыления графита после испытаний в течение времени до 13600 с. Температура образца достигла 805°С при максимальной тепловой нагрузке 1.89 МВт/м². Длительные плазменные нагрузки приводили к эрозии и пересадению материала и, в результате, к росту на поверхности слоя пористых углеродных структур с иерархической гранулярностью, рис. 4б. Такая форма наблюдалась ранее в экспериментах на токамаках [3].

Образцы П-2 и П-3 с различной длительностью облучались в зоне между катодом и анодом с повышенной плазменной нагрузкой в среднем 1.46–1.49 МВт/м², в максимуме до 2 МВт/м², температура образцов достигала 1288°С, табл. 1. Микроскопическое исследование поверхности образца П-2 выявили слои пористых высокоразвитых структур (рис. 5, 6) толщиной 1–10 микрометров. Такие пористые слои наблюдались ранее

в экспериментах на токамаках с графитовыми лимитерами, см. [3].

При исследовании элементного состава поверхности образцов обнаружен эффект неоднородной кластеризации примеси на поверхности под действием плазменных потоков. На поверхности образцов П-2 и П-3 при микроскопическом анализе выявлены кластеры тантала, поступившего на поверхность образцов в процессе распыления катода. Количество такого тантала было незначительным – всего 0.83 ат. % при содержании кислорода 1.48 ат. % и углерода 97.69 ат. % от общего числа атомов на всей анализируемой поверхности при анализе с использованием СЭМ. Вместе с тем обнаружены особенности кластеризации тантала на поверхности: кластеры размером менее 100 нм из атомов тантала зарегистрированы (методом BSE при анализе в СЭМ) на

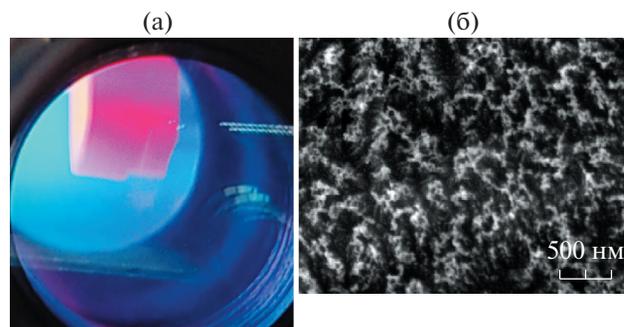


Рис. 4. (а) Испытание графитового образца облицовки Т-15МД в плазме ПЛМ; (б) СЭМ микрофотография поверхности образца П-1 после облучения плазменным потоком 1.2 МВт/м².

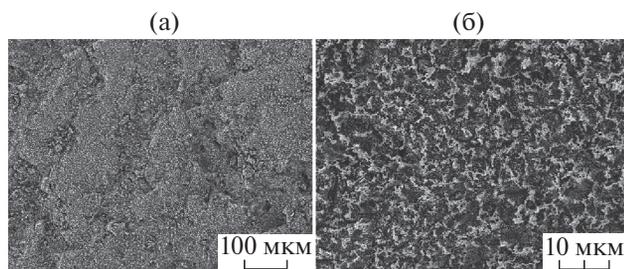


Рис. 5. СЭМ микрофотографии поверхности образца П-2 после плазменных испытаний нагрузкой до 2 МВт/м^2 в установке ПЛМ.

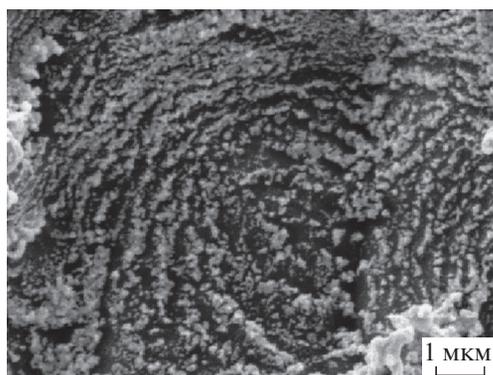


Рис. 6. СЭМ микрофотография поверхности образца П-3 в центральной зоне в области действия плотной плазмы в установке ПЛМ.

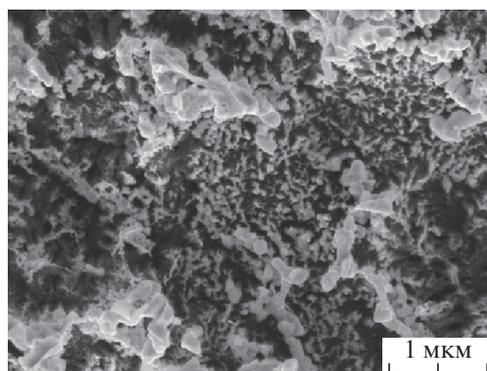


Рис. 7. СЭМ микрофотография структур тантала на поверхности образца П-2.

вершинах субмикронных структур рис. 7. Это наблюдение свидетельствует в пользу модели формирования высокопористых структур (в том числе, типа пух – “fuzz”) механизмом [20] повышенной мобильности атомов на поверхности и движении их на вершины имеющихся неоднородных структур.

Такой механизм кластеризации тяжелых примесей (в результате эрозии элементов внутрикамерных металлических компонентов – нержавеющей стали и вольфрама) на вершинах высокопористых структур следует ожидать при эксплуатации графитовых пластин облицовки в токамаке Т-15МД.

В целом, при плазменных нагрузках до 2 МВт/м^2 эрозия поверхности образцов была незначительная. Длительные плазменные нагрузки привели к росту на поверхности слоя высокопористых кораллообразных углеродных структур с размерами структурных элементов менее 50–100 нанометров. Скорость роста таких структур была 1–2 мкм/час при непрерывном облучении и сильно зависела от температуры поверхности (уменьшалась на порядок при 800°C в сравнении с 1288°C). Наблюдаемые неоднородные структуры на обращенной к плазме поверхности графита после длительного облучения в ПЛМ имеют схожие черты с поверхностью других материалов – вольфрама, молибдена после облучения в подобных условиях (см. [2, 13, 15, 18]). В экспериментах на ПЛМ с плазменным облучением вольфрамовых материалов формировались подобные высокопористые структуры. На основе анализа экспериментов на других плазменных установках, процессы, которые формируют неоднородный рельеф при плазменных нагрузках на материалах, обращенных к плазме (вольфрама, стали [21, 22]), классифицируются в рамках рассмотрения ряда моделей. Этот ряд моделей включает: процесс эволюции и агломерации материала [23], универсальные механизмы роста интерфейсных слоев с фрактальной структурой [24], стохастическая кластеризация [2] под действием турбулентной плазмы [25], сложные механизмы капельной эрозии металлов под действием мощной плазменной нагрузки при переходных процессах в токамаке [26, 27] и другие (см. [2, 3]). Все такие механизмы могут действовать избирательно или совместно, что может приводить к коллективным эффектам, вызывая рост неоднородной поверхности обращенных к плазме материалов. Черты универсальной морфологии поверхности, наблюдавшиеся при испытании графита в ПЛМ, рис. 4–7, следует рассматривать для разработки обобщенной модели взаимодействия плазма-стенка при длительном облучении плазмой.

4. АНАЛИЗ ОБРАЗЦОВ ПОСЛЕ ОБЛУЧЕНИЯ В ЭЛЕКТРОННО-ЛУЧЕВОЙ УСТАНОВКЕ

Методом СЭМ проведены исследования графитовых образцов после испытаний в электронно-лучевой установке пучком ускоренных 60 кэВ электронов потоками 12 МВт/м^2 , 24 МВт/м^2 , 387 МВт/м^2 , что моделирует действие на графитовую облицовку камеры переходных процессов,

ожидаемых в токамаке Т-15МД, в том числе ЭЛ-Мов. Максимальные значения температуры поверхности образцов достигали величины от 1600°С до 2600°С.

Облучение образцов электронными пучками с потоками энергии меньше 12 МВт/м² не приводит к изменениям поверхности графитовых образцов.

Образец Эл1 был облучен потоком 12 МВт/м², время воздействия 10 с. Область обработки электронным пучком располагалась в центре образца. Поверхность верхней грани образца прогревалась равномерно, максимальная средняя по площади облучения температура составила 2146°С. На рис. 8 представлены микрофотографии поверхности образца, полученные в растровом электронном микроскопе на разных масштабах. Заметных различий в рельефе и морфологии на поверхности образца в области облучения и вне ее обнаружено не было, сохранился макроскопический рельеф поверхности от механической обработки.

Вес образца (изначально был 11.45 ± 0.01 г) не изменился после проведения испытаний, что свидетельствует об отсутствии макроскопического распыления материала. Не наблюдалось растрескивания поверхности.

Разогрев поверхности образца Эл4 до температур выше 2500°С приводил к растрескиванию поверхности по межзёрненным границам. В экспериментах с нагрузкой 24 МВт/м² температура поверхности графитового образца достигала 2600°С, при которой зарегистрирована эрозия поверхности. Согласно [28, 29] у графита основной процесс эрозии — это эмиссия нано- и микрочастиц при хрупком разрушении, которое происходит в результате термонапряжений и разрыва связей между зёрнами. При этом мелкие частицы, размером менее ~50 нм, испаряются в приповерхностной плазме или электронным пучком. Поток энергии 24 МВт/м² при облучении электронными потоками является пороговым, выше которого зарегистрированы разрушения поверхности графитовых пластин облицовки Т-15МД.

При испытании образца Эл2 создавались нагрузки, ожидаемые в ЭЛМах в Т-15МД: локальные зоны облучались потоками 387 МВт/м², максимальная средняя по площади обработки температура составила 2079°С, локальная температура в точках облучения потоком электронов была значительно выше. В зонах воздействия электронного пучка образовались кратеры, диаметр которых соответствует диаметру пучка 0.2 мм, рис. 8. Глубина кратеров — 35 мкм. В данном режиме скорость изменения глубины кратеров при испарении графита с поверхности была 175 мкм/с.

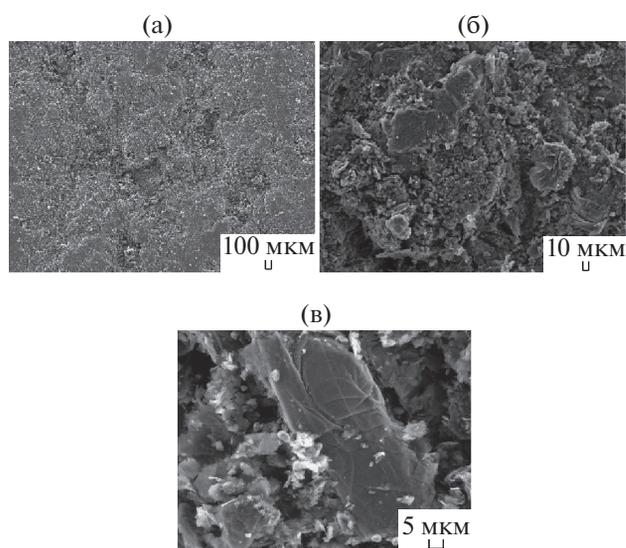


Рис. 8. СЭМ микрофотографии поверхности образца Эл1 в зоне обработки пучком электронов 12 МВт/м² (а, б) и вне ее (в) на детекторе вторичных электронов (SE-детекторе).

Исследования поверхности внутри кратеров (рис. 10) выявили характер распыления материала. Поскольку энергия связи атомов в базисных слоях кристаллической решетки графита значительно выше энергии связи между слоями, то распыление носит селективный характер. На поверхности кристаллических зерен наблюдаются слоистые структуры толщиной 10 нм. Следует в дальнейшем в экспериментах исследовать механизм селективности испарения и перегрева поверхности, который можно привлечь для объяснения преимущественного испарения аморфной фазы (рис. 10). На дне кратеров осталась только кристаллическая фаза.

Создание высоких градиентов температуры привело к растрескиванию материала по границам зерен рис. 9 в областях обработки пучком и на расстоянии до 100 мкм от края кратера. Ширина трещин достигала 10 мкм в пятне обработки, и до 5 мкм за его пределами, длина трещин — до 150 мкм.

Испаренный из зоны обработки материал поступил на соседние зоны поверхности на расстоянии 200–600 мкм от центра кратера. Сформированные переосажденные слои имеют пористую структуру, отличную от исходной структуры графита. Такие структуры наблюдались ранее при испытаниях мощными плазменными потоками в КСПУ [12].

Вес образца после испытаний не изменился (10.18 ± 0.01 грамм), что объясняется переосаждением распыленного материала вблизи от зоны действия пучка.

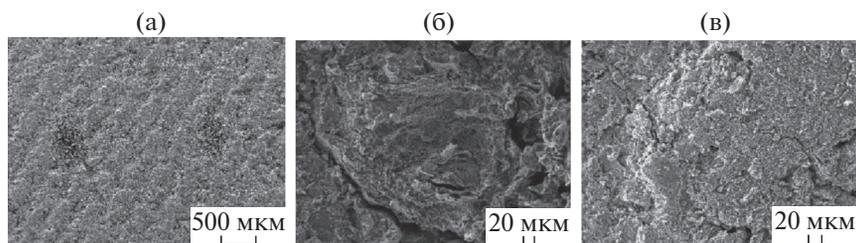


Рис. 9. Испытание графитового образца Эл2 в электронно-лучевой установке пучком ускоренных 60 кэВ электронов тепловой нагрузкой 387 МВт/м^2 : СЭМ микрофотографии поверхности. а – две зоны действия пучка, б – в зоне действия пучка, в – за его пределами.

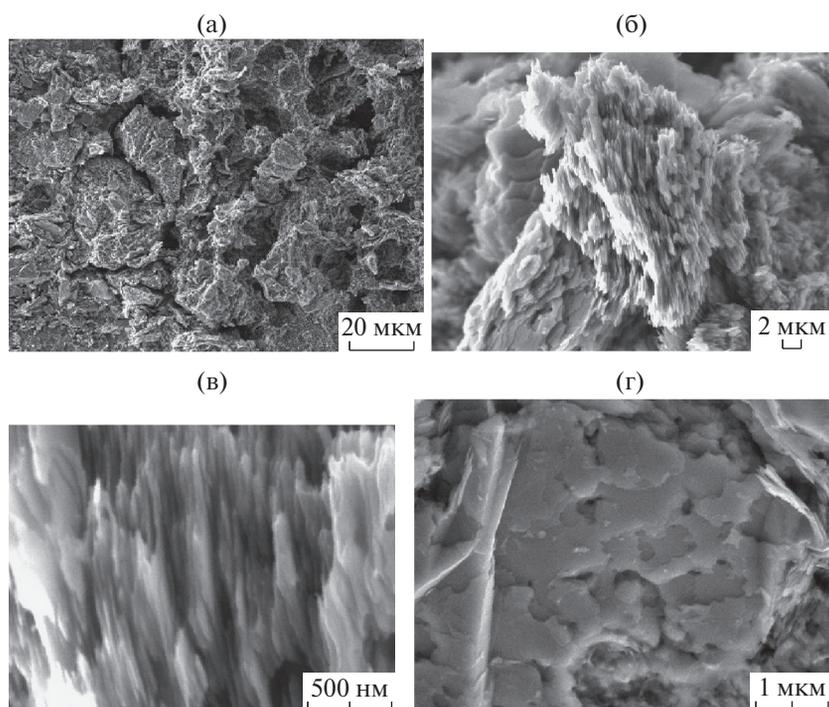


Рис. 10. СЭМ микрофотографии: (а) дно кратера, (б) поверхность зерна, (в) изображение слоев графита в плоскости перпендикулярной слоям, (г) изображение слоев графита в плоскости параллельной слоям.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведены испытания образцов графитовой теплозащитной облицовки камеры токамака Т-15МД стационарными плазменными и мощными тепловыми нагрузками. Испытания таких образцов выполнены в плазменной установке ПЛМ в течение более 200 минут плазменными нагрузками, моделирующими условия в периферийной и диверторной плазме крупного токамака типа Т-15МД. При испытаниях образцов плазменными нагрузками 2 МВт/м^2 температура поверхности образцов достигала 1288°C . Нагрев поверхности не приводил к растрескиванию, изменению рельефа и значительной эрозии графита. Проведен анализ морфологии и структуры по-

верхности с помощью методов растровой электронной микроскопии образцов после тепловых нагрузок. Эрозия поверхности незначительная. Плазменное воздействие приводит к росту слоя высокопористых углеродных структур на поверхности в зоне контакта с плазмой. Скорость роста структур не превышает $1\text{--}2 \text{ мкм/час}$ при максимальной температуре нагрева образцов и уменьшается в 10 раз при 800°C .

Проведены исследования графитовых образцов в электронно-лучевой установке пучком ускоренных 60 кэВ электронов потоками 12 МВт/м^2 , 24 МВт/м^2 , 387 МВт/м^2 , что моделирует действие на графитовую облицовку переходных процессов, ожидаемых в токамаке Т-15МД, в

том числе ЭЛМов. Определена температура нагрева графитовых элементов при различных тепловых нагрузках в проведенных экспериментах. Максимальные средние по зоне обработки значения температуры поверхности образцов составили от 1600°C до 2600°C.

Проведен анализ растрескивания графитовых образцов облицовки токамака Т-15МД, определен характер модификации поверхности и эрозийных свойств графита. Облучение образцов электронными пучками с потоками энергии меньше 12 МВт/м² не приводит к изменениям поверхности. Разогрев поверхности образца до температуры выше 2500°C приводил к растрескиванию поверхности по межзёренным границам. Нагрузка 24 МВт/м² была пороговым уровнем, выше которого начинались процессы значительной эрозии и разрушения поверхности графитовых пластин облицовки.

Определены скорость распыления и характеристики термической сублимации графита. В экспериментах с электронно-лучевой нагрузкой 24 МВт/м² температура поверхности графитового образца достигала 2600°C, зарегистрирована эрозия поверхности. При нагрузке 387 МВт/м² скорость удаления материала с поверхности образца — 175 мкм/с.

На основании проведенных экспериментальных работ можно сделать вывод о возможности использования исследованного типа графита для изготовления облицовочных теплозащитных компонентов дивертора и первой стенки и эксплуатации их в токамаке Т-15МД.

Работа выполнена по договору № 09-03/223/74 между НИЦ “Курчатовский институт” и НИУ “МЭИ” в рамках договора с ГК “Росатом” № 1/17519-Д/230/4-19, эксперименты на ПЛМ поддержаны грантом РФ 17-19-01469, испытание электронными пучками поддержано грантом РФ-ФИ 19-29-02020, изготовление АСНИ на ПЛМ поддержано Мегагрантом РФ № 14.Z50.31.0042, анализ материалов поддержан Министерством науки и высшего образования РФ проект № FSWF-2020-0023.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Kadomtsev B.V.* Tokamak plasma: a complex physical system. Bristol: IOP Publishing, 1992.
2. *Budaev V.P.* // Phys. Lett. A.: General, Atomic and Solid State Physics. 2017. V. 381. P. 3706. <https://doi.org/10.1016/j.physleta.2017.09.038>
3. *Budaev V.P., Grashin S.A., Karpov A.V., Kraevskii S.V., Khimchenko L.N.* // JETP Lett. 2012. V. 95. P. 74. <https://doi.org/10.1134/S0021364012020038>
4. *Linke J., Du J., Loewenhoff T., Pintsuk G., Spilker B., Steudel I., Wirtz M.* // Matter Radiat. Extrem. 2019. V. 4. P. 056201. <https://doi.org/10.1063/1.5090100>
5. *Ueda Y., Schmid K., Balden M., Coenen J.W., Loewenhoff Th., Ito A., Hasegawa A., Hardie C., Porton M., Gilbert M.* // Nucl. Fusion. 2017. V. 57. P. 092006. <https://doi.org/10.1088/1741-4326/aa6b60>
6. *Federici G., Skinner C.H., Brooks J.N., Coad J.P., Grisolia C., Haasz A.A., Hassanein A., Philipps V., Pitcher C.S., Roth J., Wampler W.R., Whyte D.G.* // Nucl. Fusion. 2001. V. 41. P. 1967. <https://doi.org/10.1088/0029-5515/41/12/218>
7. *Linke J.* // Proc. 5th International Workshop and Summer School on Plasma Physics, Kudowa Zdroj, 2005. Phys. Scr. V. T123. P. 45. <https://doi.org/10.1088/0031-8949/2006/T123/006>
8. *Mariyama K., Jacob W., Roth J.* // J. Nucl. Mater. 1999. V. 264. P. 56. [https://doi.org/10.1016/S0022-3115\(98\)00481-4](https://doi.org/10.1016/S0022-3115(98)00481-4)
9. *Winter J., Gebauer G.J.* // J. Nucl. Mater. 1999. V. 266–269. P. 228. [https://doi.org/10.1016/S0022-3115\(98\)00526-1](https://doi.org/10.1016/S0022-3115(98)00526-1)
10. *Rubel M., Ceconello M., Malmberg J.A., Sergienko G., Biel W., Drake J.R., Hedqvist A., Huber A., Philipps V.* // Nucl. Fusion. 2001. V. 41. P. 1087. <https://doi.org/10.1088/0029-5515/41/8/312>
11. *Philipps V., Wienhold P., Kirschner A., Rubel M.* // Vacuum. 2002. V. 67. P. 399. [https://doi.org/10.1016/S0042-207X\(02\)00238-5](https://doi.org/10.1016/S0042-207X(02)00238-5)
12. *Zhitlukhin A., Klimov N., Landman I., Linke J., Loarte A., Merola M., Podkovyrov V., Federici G., Bazylev B., Pestchanyi S., Safronov V., Hirai T., Maynashv V., Levashov V., Muzichenko A.* // J. Nucl. Mater. 2007. V. 363–365. P. 301. <https://doi.org/10.1016/j.jnucmat.2007.01.027>
13. *Будаев В.П.* // ВАНТ. Серия: Термоядерный синтез. 2015. Т. 38. (4) С. 5. <https://doi.org/10.21517/0202-3822-2015-38-4-5-33>
14. *Хвостенко П.П., Анашкин И.О., Бондарчук Э.Н., Инютин Н.В., Крылов В.А., Левин И.В., Минеев А.Б., Соколов М.М.* // ВАНТ. Серия: Термоядерный синтез. 2019. Т. 42. (1) С. 15. <https://doi.org/10.21517/0202-3822-2019-42-1-15-38>
15. *Будаев В.П.* // Письма в ЖЭТФ. 2017. Т. 105. С. 284.
16. *Игитханов Ю.Л., Крашенинников С.И., Кукушкин А.С., Юшманов П.Н.* Итоги науки и техники: Физика плазмы / Под ред. В.Д. Шафранова. М.: ВИНТИ, 1990. Т. 11. С. 6.
17. *Stangeby P.C.* The Plasma Boundary of Magnetic Fusion Devices. Bristol: Institute of Physics Publishing, 2000.
18. *Будаев В.П., Федорович С.Д., Лукашевский М.В., Мартыненко Ю.В., Губкин М.К., Карпов А.В., Лазукин А.В., Шестаков В.А.* // ВАНТ сер. термоядерный синтез. 2017, Т. 40. (3) С. 23. <https://doi.org/10.21517/0202-3822-2017-40-3-23-36>
19. *Dragunov V.K., Sliva A.P., Terentyev E.V., Goncharov A.L., Marchenkov A.Yu., Portnov M.A.* // Elektro-technica & elektronika E+E. 2018. V. 53 (5–6). P. 112.
20. *Мартыненко Ю.В., Нагель М.Ю.* // Физика плазмы. 2012. Т. 38. С. 1082.

21. Будаев В.П., Мартыненко Ю.В., Химченко Л.Н., Житлухин А.М., Климов Н.С., Питтс Р.А., Линке И., Базылев Б., Белова Н.Е., Карпов А.В., Коваленко Д.В., Подковыров В.Л., Ярошевская А.Д. // Физика плазмы, 2013. Т. 39. С. 1017.
<https://doi.org/10.7868/S0367292113110036>
22. Klimov N.S., Linke J., Pitts R.A., Zhitlukhin A.M., Kovalenko D.V., Podkovyrov V.L., Barsuk V.A., Thomser C., Pintsuk G., Bazylev B.N., Giniyatulin R.N., Budaev V.P., Khimchenko L.N. // J. Nucl. Mater. 2013. V. 438. (S) P. 241.
<https://doi.org/10.1016/j.jnucmat.2013.01.036>
23. Крауз В.И., Мартыненко Ю.В., Свечников Н.Ю., Смирнов В.П., Станкевич В.Г., Химченко Л.Н. // УФН 2010. Т. 180. С. 1055.
24. Barabasi A.L., Stanley H.E. Fractal concepts in surface growth. Cambridge: University Press, 1995.
<https://doi.org/10.1017/S09780511599798>
25. Будаев В.П., Савин С.П., Зеленый Л.М. // УФН. 2011. Т. 181. С. 905.
<https://doi.org/10.3367/UFN.0181.201109a.0905>
26. Budaev V.P., Martynenko Y.V., Karpov A.V., Belova N.E., Zhitlukhin A.M., Klimov N.S., Podkovyrov V.L., Barsuk V.A., Putrik A.B., Yaroshevskaya A.D., Safro-nov V.M., Giniyatulin R.N., Khimchenko L.N. // J. Nucl. Mater. 2015. V. 463. P. 237.
<https://doi.org/10.1016/j.jnucmat.2014.11.129>
27. Мартыненко Ю.В. // Физика плазмы. 2017. Т. 43. С. 260.
<https://doi.org/10.7868/S0367292117030088>
28. Мартыненко Ю.В., Московкин П.Г. // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез. 1991. № 4. С. 17.
29. Мартыненко Ю.В., Московкин П.Г. // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез. 1999. № 2. С. 31.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭВОЛЮЦИИ ГЕТЕРОФАЗНОГО ТОКОПРОВОДА ВАКУУМНОЙ ТРАНСПОРТИРУЮЩЕЙ ЛИНИИ ПРИ ПРОПУСКАНИИ МОЩНОГО ИМПУЛЬСА ТОКА

© 2021 г. В. В. Александров^a, А. В. Браницкий^a, Е. В. Грабовский^a, Г. М. Олейник^{a, *},
Е. И. Предкова^a, А. А. Самохин^a, С. И. Ткаченко^{a, b, c}, И. Н. Фролов^a,
К. В. Хищенко^{b, c}, А. О. Шишлов^a

^a ГНЦ РФ “Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований”, Москва, Россия

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

^c Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия

*e-mail: oleinik@triniti.ru

Поступила в редакцию 01.10.2020 г.

После доработки 03.12.2020 г.

Принята к публикации 03.12.2020 г.

В электромагнитных генераторах тераваттного диапазона с импульсными токами 1–30 МА происходит электрический взрыв поверхности токонесущих электродов. Одно из направлений защиты электродов – покрытие токонесущей поверхности различными материалами. В настоящей работе представлены экспериментальные данные и результаты численного моделирования процессов, происходящих в толстостенном гетерофазном электроде при пропускании по нему тока с высокой линейной плотностью. Амплитудное значение линейной плотности тока в расчетах равнялось 2.8 МА/см. Результаты моделирования процессов, происходящих в электродах при пропускании по ним тока с высокой линейной плотностью, находятся в качественном соответствии с данными, полученными в экспериментах.

Ключевые слова: электрический ток, магнитное поле, эффективность передачи энергии в нагрузку, вакуумные транспортирующие линии, гетерофазные электроды, электровзрыв поверхности металла, свинцовое покрытие электрода, защитные покрытия поверхности электродов, джоулев нагрев

DOI: 10.31857/S0367292121040028

ВВЕДЕНИЕ

Для исследований в области термоядерного синтеза (ИТС) на основе Z-пинчей и для генерации мощных потоков мягкого рентгеновского излучения (МРИ) в мире созданы электромагнитные генераторы тераваттного уровня: Saturn, ZR – в США, PTS – в Китае, Ангара-5-1, С-300, ГИТ-12 – в России, MAGPIE – в Великобритании. Эти установки используют вакуумные транспортирующие линии (ВТЛ) с магнитной самоизоляции для подвода мощности к нагрузке (Z-пинчу). В таких установках с импульсными токами 1–30 МА происходит электрический взрыв поверхности токонесущих электродов.

Взрыв поверхности проводника приводит к образованию расширяющейся в межэлектродный зазор приэлектродной плазмы, что может привести к потерям тока в ВТЛ, уменьшая эффективность передачи энергии к нагрузке.

Актуальным является получение адекватного физического описания процесса протекания сверхсильных токов по электродам и воздействия на них сверхсильных магнитных полей. Полученные результаты могут быть использованы для расчета, проектирования новых крупных установок, генерирующих импульс мощного МРИ, для ИТС и других приложений.

Поведение электродов в мощных вакуумных транспортирующих линиях (ВТЛ), а также динамика образования плазмы на токонесущих электродах в различных условиях, исследовалось в [1–5]. В работах [2–4] исследовалось поведение электродов, изготовленных из тяжелых металлов.

Одно из направлений защиты электродов в ВТЛ – это покрытие токонесущей поверхности различными материалами. В работе [3], помимо исследований токопроводов из различных материалов, представлены результаты экспериментов с керамической трубочкой, надетой на электрод. В работе [6] экспериментально исследовалось

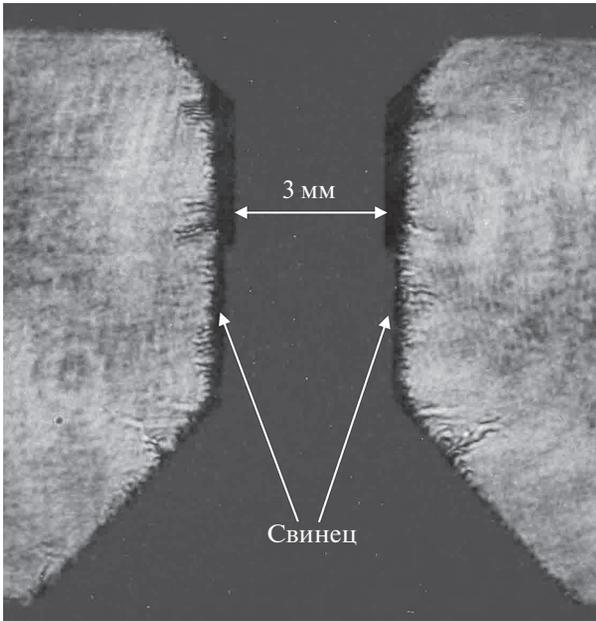


Рис. 1. Теневое изображение исследуемого токоведущего цилиндрического электрода из нержавеющей стали, нижняя часть которого покрыта слоем свинца. Изображение получено в работе [6] при кадровом лазерном зондировании с бокового направления наблюдения на момент времени 78 нс после достижения максимума разрядным током. Серый фон в центре является теневым изображением нагрузки в “холодном” состоянии, зарегистрированным перед пуском.

воздействие импульсных сверхсильных токов на электроды с покрытием керамикой и свинцом.

Покрытие электрода свинцом позволяет уменьшить скорость разлета плотной плазмы в 1.5 раза. На рис. 1 представлено взятое из работы [6] теневое изображение исследуемого электрода, нижняя половина которого покрыта фольгой из свинца толщиной 180 мкм. Фотография получена в момент времени 78 нс после достижения максимума тока 2.6 МА. На изображение, полученное в момент 78 нс, наложена теневая фотография электрода, полученная до пуска установки.

Как видно на рисунке, скорость радиального расширения поверхности исследуемого электрода, покрытой свинцовой фольгой, заметно меньше, чем той части исследуемого электрода, которая выполнена без этого покрытия. Осредненная величина смещения поверхности исследуемого стального электрода (~400 мкм) больше смещения поверхности, покрытой свинцом, в 2 раза.

Таким образом, в отсутствие источника мощного рентгеновского излучения покрытие электрода свинцом задерживает разлет плазмы вблизи электрода. Даже если покрытие не изменяет динамику плазмообразования на поверхности электрода, оно является препятствием для разлета плазмы в межэлектродное пространство.

В настоящей работе представлено численное моделирование процессов, происходящих в толстостенном электроде (полая трубка) при пропускании по нему тока с высокой линейной плотностью. Было проведено два цикла расчетов:

- Моделирование сборной трубки (полый составной трубки из нержавеющей стали, покрытой слоем свинца).
- Сравнение эволюции параметров сборной трубки с параметрами трубки из нержавеющей стали такого же диаметра без свинцового покрытия.

МОДЕЛИРОВАНИЕ СБОРНОЙ ТРУБКИ

Для изучения процессов, происходящих в сборной толстостенной трубке при пропускании по ней тока с высокой линейной плотностью, было проведено численное моделирование в рамках одномерной однотемпературной магнито-гидродинамической (МГД) модели [7]. Систему МГД-уравнений можно написать следующим образом

$$\frac{dm}{dt} = 0, \quad (1)$$

$$\rho \frac{dv}{dt} = -\frac{\partial P}{\partial r} - \frac{0.5}{\mu r^2} \frac{\partial (r^2 B_\phi^2)}{\partial r}, \quad (2)$$

$$\rho \frac{d\varepsilon}{dt} = -P \frac{\partial (rv)}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\kappa r \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{j^2}{\sigma}, \quad (3)$$

$$\frac{d(\mu B_\phi)}{dt} = \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{\sigma r} \frac{\partial (r B_\phi)}{\partial r} \right), \quad (4)$$

здесь m – масса; ρ – плотность; v – скорость; T – температура; B_ϕ – индукция магнитного поля; $\sigma(\rho, T)$, $\kappa(\rho, T)$, $\varepsilon(\rho, T)$ и $P(\rho, T)$ – проводимость, теплопроводность, удельная внутренняя энергия и давление соответственно; $j = (\mu r)^{-1} \partial (r B_\phi) / \partial r$ – плотность тока и μ – магнитная проницаемость.

Начальные, а также граничные условия на внутренней и внешней поверхностях трубки могут быть записаны:

$$\begin{aligned} \rho(r, 0) &= \rho_0, & T(r, 0) &= T_0, \\ v(r, 0) &= 0, & B_\phi(r, 0) &= 0, \end{aligned} \quad (5)$$

$$\begin{aligned} v(r_s, t) &= dr_s/dt, & B_\phi(r_{out}, t) &= \mu I(t) / 2\pi r_{out}, \\ B_\phi(r_{in}, t) &= 0, & P(r_s, t) &= 0, \end{aligned} \quad (6)$$

здесь r_{in} и r_{out} – внутренний и внешний радиусы трубки; и r_s – один из этих радиусов.

Необходимо отметить, что при протекании субмикросекундного импульса тока с линейной плотностью более 1 МА/см по материалу ВТЛ происходит значительный нагрев металла, вплоть до плавления, испарения, и ионизации. Поэтому для описания свойств реального вещества в про-

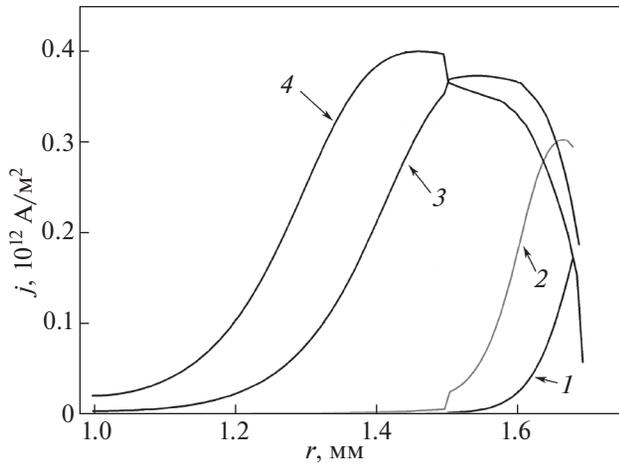


Рис. 2. Расчетные радиальные распределения плотности тока по толщине сборной трубки на различные моменты времени, а именно: 1 – 20 нс; 2 – 40 нс; 3 – 80 нс и 4 – 95 нс.

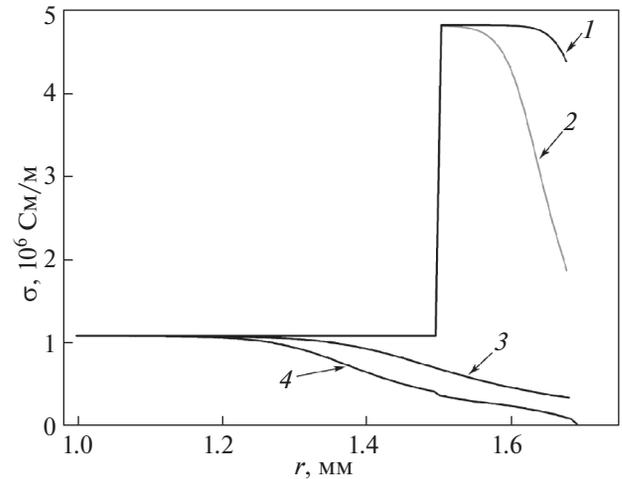


Рис. 3. Расчетные радиальные распределения проводимости по толщине сборной трубки на различные моменты времени, а именно: 1 – 20 нс; 2 – 40 нс; 3 – 80 нс и 4 – 95 нс.

цессе одномерного МГД моделирования использовались широкодиапазонные полуэмпирические уравнения состояния [8] с учетом фазовых превращений (плавление и испарение) и возможности реализации метастабильных состояний, а также зависимости транспортных коэффициентов (проводимости и теплопроводности) от температуры [7, 9].

Внутренняя трубка из нержавеющей стали имела внешний радиус 1.5 мм, внутренний – 1 мм. Внутренняя трубка покрыта слоем свинца толщиной 0.18 мм. Через трубку пропускался импульс тока $I(t) = 0.5I_0(1 - \cos(\pi t/\tau))$ (здесь $\tau = 180$ нс – время достижения максимального значения тока, $I_0 = 2.6$ МА – амплитуда тока). Таким образом, амплитудное значение линейной плотности тока в этих расчетах равнялось $I_l = 2.8$ МА/см.

На рис. 2 приведены расчетные данные по радиальному распределению плотности тока в четыре характерных момента времени: в момент времени 20 нс показано распределение, обычное для режима скинирования тока; 40 нс – видно, что максимум плотности тока уже находится не на поверхности свинцовой трубки. Это связано с изменением проводимости по толщине трубки (рис. 3), которая, в свою очередь, зависит от температуры (рис. 4) и плотности вещества (рис. 5). Кроме того, видно, что в этот момент времени ток уже проник в стальную часть сборной трубки; а наблюдаемый излом на радиальной зависимости распределения плотности тока при $r = 1.5$ мм соответствует изменению проводимости при переходе из свинцовой части трубки $r \geq 1.5$ мм с боль-

шей проводимостью к стальной части – $r < 1.5$ мм, у которой проводимость меньше приблизительно в четыре раза (рис. 3).

Похожий излом в радиальном распределении плотности тока (рис. 2) есть также в моменты времени 80 нс и 95 нс. На этих распределениях видно, что между этими моментами времени максимум распределения плотности тока перемещается из свинцового покрытия в стальную часть сборной трубки. В эти моменты времени из-за нагрева (рис. 4) проводимость нагретой свинцовой части

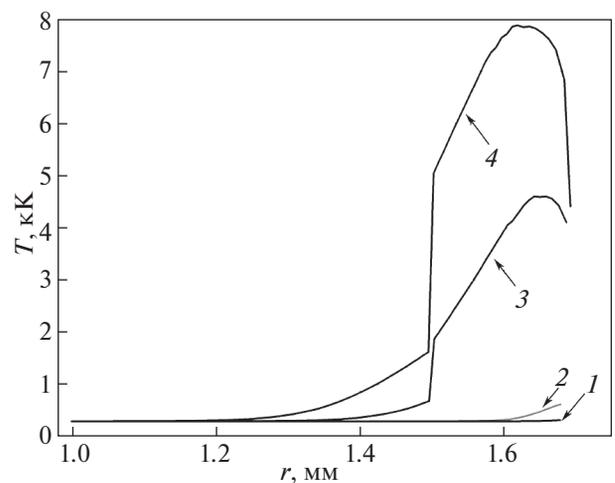


Рис. 4. Расчетные радиальные распределения температуры по толщине сборной трубки на различные моменты времени, а именно: 1 – 20 нс; 2 – 40 нс; 3 – 80 нс и 4 – 95 нс.

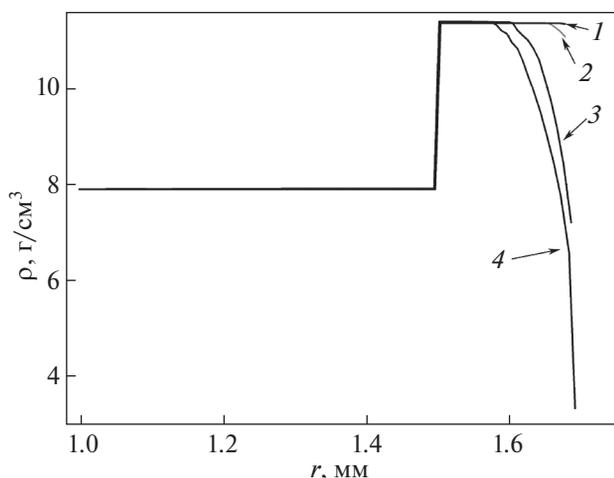


Рис. 5. Расчетные радиальные распределения плотности вещества по толщине сборной трубки на различные моменты времени, а именно: 1 – 20 нс; 2 – 40 нс; 3 – 80 нс и 4 – 95 нс.

трубки становится меньше, чем проводимость холодной стальной части (рис. 3).

На рис. 6 приведены радиальные распределения давления по толщине сборной трубки в эти же моменты времени. В момент времени 20 нс величина давления настолько меньше, чем в последующие моменты, что его не видно на графике. Температуры вблизи контактной границы свинец–сталь заметно различаются, так в момент времени 80 нс $T_{Pb} = 1.8$ кК и $T_{St,st} = 0.7$ кК, при этих температурах свинец находится уже в жидком состоянии ($T_{Pb,f} = 0.6$ кК – температура плавления свинца, здесь и далее использованы данные по теплофизическим свойствам жидкого свинца, опубликованные в базе данных на сайте “РОСАТОМ” – НИЯУ МИФИ [10]), а сталь еще не начала плавиться ($T_{St,st,f} = 1.7$ кК – температура плавления нержавеющей стали). В момент времени 95 нс температура стальной части трубки вблизи контактной границы все еще ниже температуры плавления стали $T_{St,st} = 1.6$ кК, поэтому эта часть все еще находится в твердом состоянии. При этом со стороны свинцового покрытия $T_{Pb} = 5.05$ кК, т.е. выше температуры кипения свинца при атмосферном давлении ($T_{Pb,b} = 2.02$ кК – температура кипения свинца при атмосферном давлении) и даже слегка превышает критическую температуру ($T_{Pb,cr} = 5$ кК). Давление в этом сечении порядка $P_{Pb} = 12.2$ ГПа, то есть существенно превышает критическое давление свинца ($P_{Pb,cr} = 0.18$ ГПа), а плотность $\rho_{Pb} = 11.38$ г/см³ чуть выше плотности при нормальных условиях ($\rho_{Pb,0} = 11.34$ г/см³), поэтому вещество по-прежнему

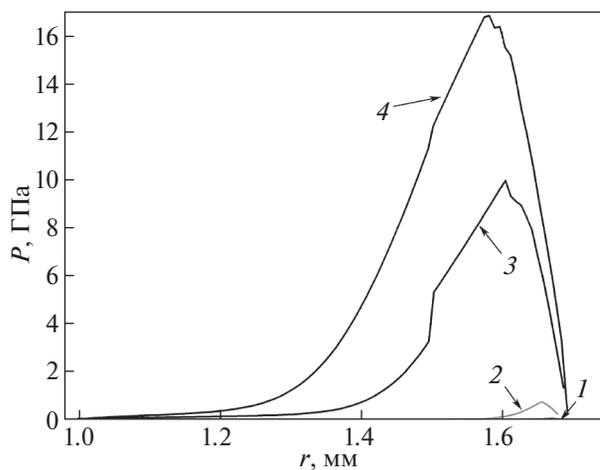


Рис. 6. Расчетные радиальные распределения давления по толщине сборной трубки на различные моменты времени, а именно: 1 – 20 нс; 2 – 40 нс; 3 – 80 нс и 4 – 95 нс.

находится в жидком состоянии. Отметим, что давление не испытывает на контактной границе заметного скачка значений, что естественно – время установления динамического равновесия мало.

Представляют интерес также и другие характеристики процесса. На рис. 7 приведены распределения индукции магнитного поля по толщине сборной трубки на различные моменты времени. На рис. 8 приведены распределения скорости по толщине сборной трубки на различные моменты времени.

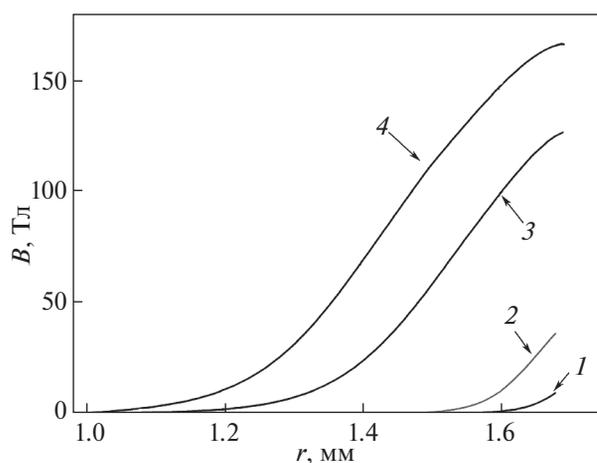


Рис. 7. Расчетные радиальные распределения индукции магнитного поля по толщине сборной трубки на различные моменты времени, а именно: 1 – 20 нс; 2 – 40 нс; 3 – 80 нс и 4 – 95 нс.

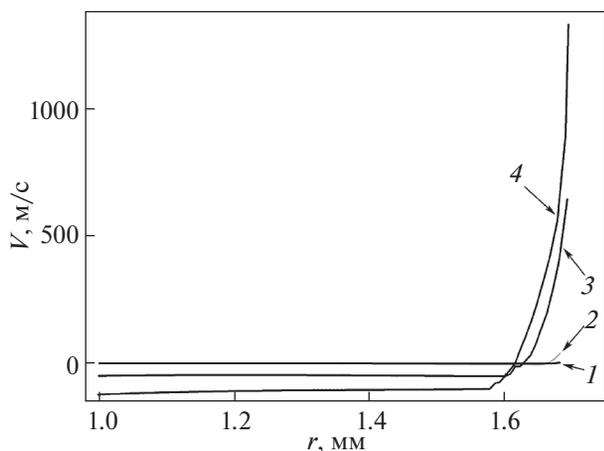


Рис. 8. Расчетные радиальные распределения скорости по толщине сборной трубки на различные моменты времени, а именно: 1 – 20 нс; 2 – 40 нс; 3 – 80 нс и 4 – 95 нс.

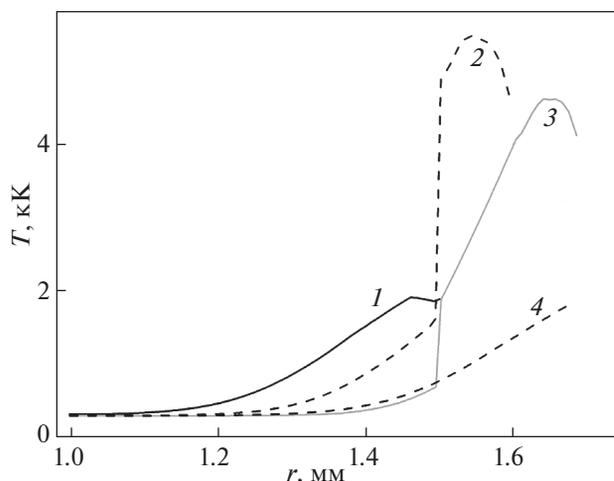


Рис. 9. Расчетное радиальное распределение температуры по толщине трубок в 4 вариантах конструкции трубок в момент времени 80 нс, а именно: 1 – полая стальная трубка с начальным внешним диаметром 3 мм и толщиной стенки 0.5 мм (вариант 1); 2 – на стальную трубку, как в варианте 1, надет цилиндр, изготовленный из свинцовой фольги толщиной 86 мкм (вариант 2); 3 – на стальную трубку, как в варианте 1, надет цилиндр, изготовленный из свинцовой фольги толщиной 180 мкм (вариант 3); 4 – стальная трубка с толщиной стенки, равной суммарной толщине сборки, используемой в расчете 3 (вариант 4).

СРАВНЕНИЕ ЭВОЛЮЦИИ ПАРАМЕТРОВ НЕРЖАВЕЮЩЕЙ ТРУБКИ И СБОРНОЙ ТРУБКИ ТАКОГО ЖЕ СУММАРНОГО ДИАМЕТРА

Чтобы проанализировать эффективность транспортировки мощного импульса тока по ВТЛ со свинцовым покрытием и без него, были выполнены расчеты следующих вариантов: полая стальная трубка с начальным внешним диаметром 3 мм и толщиной стенки 0.5 мм (вариант 1); на такую же стальную трубку, как в варианте 1, надет цилиндр, изготовленный из свинцовой фольги толщиной 86 мкм (вариант 2); на такую же стальную трубку, как в варианте 1, надет цилиндр, изготовленный из свинцовой фольги, толщина которого 180 мкм сравнима с толщиной скинирования $\delta \sim 170$ мкм (вариант 3). Для сравнения был рассчитан вариант, в котором моделировалась эволюция стальной трубки с толщиной стенки, равной суммарной толщине сборки используемой в расчете 3 (вариант 4).

Ниже приведены результаты расчетов, полученные на момент времени 80 нс для этих вариантов. На рис. 9 приведены распределения температуры по толщинеборок. На рисунке видно, что в вариантах 1 и 4 температура поверхности почти в 3 раза ниже, чем в вариантах 2 и 3. Этого и следовало ожидать: проводимость покрытия, изготовленного из свинцовой фольги выше, чем проводимость стали, из которой изготовлена основная трубка. В случае большей проводимости толщина скинирования будет меньше, следовательно, на меньшей толщине будет происходить выделение энергии, поэтому и поверхность нагреется сильнее.

ТЕМПЕРАТУРА СТАЛЬНОЙ ТРУБКИ БЕЗ ПОКРЫТИЯ

На рис. 10 приведены два распределения температуры по толщине 3 мм стальной трубки без покрытия для моментов времени 80 и 120 нс (последний момент был выбран из тех соображений,

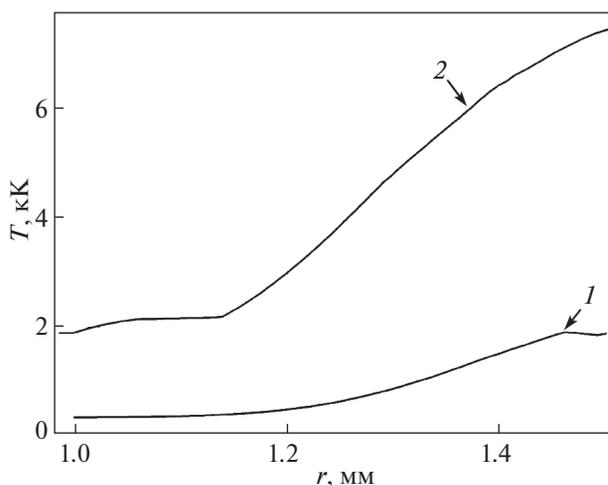


Рис. 10. Расчетные радиальные распределения температуры по толщине 3 мм стальной трубки без покрытия на два момента времени: 1 – 80 нс; 2 – 120 нс.

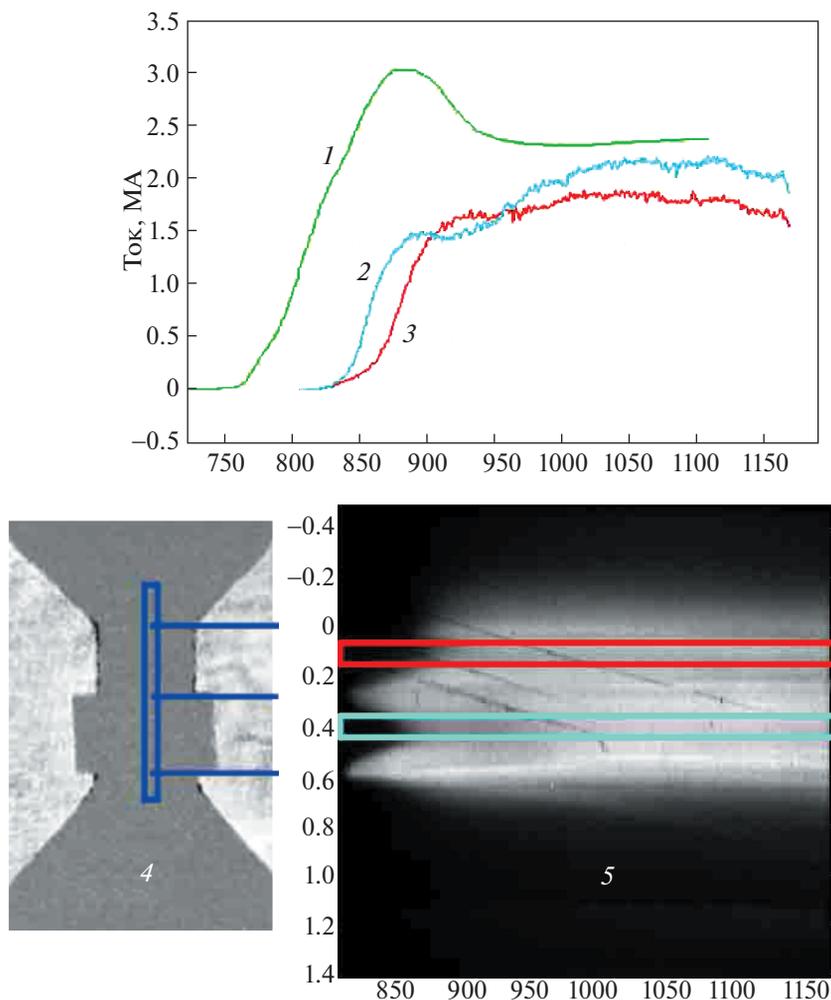


Рис. 11. Осциллограмма тока, схематическое изображение электрода и хронограмма его собственного свечения. 1 – осциллограмма тока; 2 – интенсивность света (в относительных единицах) на высоте 35–45 мм; 3 – интенсивность света на высоте 0.5–15 мм; 4 – схематическое изображение электрода, расположение времяанализирующей щели ЭО-Па и три горизонтальные линии на высотах 0, 3, 6 мм, разделяющие стальную трубку без покрытия на ординате (0–3 мм) и сборную трубку на ординате (3–6 мм); 5 – хронограмма собственного свечения поверхности электрода с нанесенными двумя прямоугольниками, свечение внутри которых представлено кривыми 2 и 3 в условных единицах. По горизонтали общая шкала для хронограммы и осциллограммы [нс]. По вертикали общая шкала для схематического изображения электрода и хронограммы [см]. Стальная трубка без покрытия на ординате (0–0.3 см), сборная трубка на ординате (0.3–0.6 см).

что приблизительно в этот момент времени начинается собственное свечение стальной трубки в соответствии с экспериментальной хронограммой, представленной на рисунке 11, а также на временной зависимости яркости этого свечения, показанного линией 3 на рисунке 11). Достижение к моменту времени 120 нс (от момента начала протекания тока) температуры более 7 кК соответствует началу зарегистрированному в эксперименте яркого свечения электрода, которое можно увидеть на хронограмме собственного свечения (5 на рис. 11) и более отчетливо на прописи этого свечения (линия 3 на рис. 11). На этих же рисунках видно, что поверхность трубки, покры-

тая свинцовой фольгой, начинает светиться на ~25 нс раньше, то есть приблизительно в 95 нс, а в соответствии с рис. 4 к этому моменту времени она нагрета до температуры ~7 кК, следовательно, может уже светиться. Кроме того, необходимо отметить, что в местах, где начинается свинцовая фольга, покрывающая цилиндрическую часть трубки, свечение появляется раньше на ~35 нс. Это можно объяснить следующим образом: на тонких кромках свинцовой фольги увеличивается напряженность электрического поля, что может приводить к более раннему локальному пробое по десорбированным газам и загрязнениям поверхности.

Необходимо отметить, что при расчетах не моделировался шунтирующий пробой по поверхности трубки (который может быть вызван пробоем десорбированных газов или пробоем по параметрам легких загрязнений поверхности трубки, например, масла, используемого в насосах) — изменения параметров моделировались только в связи с выделением джоулевой энергии и разлетом (расширением) нагретого вещества, а также фазовыми переходами.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты моделирования процессов, происходящих как в сборных сталь–свинец, так и в стальных электродах без покрытия при пропускании по ним тока с высокой линейной плотностью, качественно соответствуют данным, полученным в экспериментах. Время достижения в расчетах температуры более 7 кК соответствует зарегистрированному в экспериментах яркому свечению нагретости.

Полученные результаты могут быть использованы при проектировании мощных электрофизических установок следующего поколения.

В части расчета по уравнению состояния работа поддержана Министерством науки и высшего образования Российской Федерации (государственное задание № 8470; 075-00892-20-01). Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 8470; 20-21-00082).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Бакшаев Ю.Л., Бартов А.В., Блинов П.И., Черненко А.С., Данько С.А., Калинин Ю.Г., Кингсен А.С., Королев В.Д., Мижирецкий В.И., Смирнов В.П.,*

Шашков А.Ю., Сасоров П.В., Ткаченко С.И. // Физика плазмы. 2007. Т. 33. № 4. С. 291–303.

2. *Ананьев С.С., Бакшаев Ю.Л., Бартов А.В., Блинов П.И., Данько С.А., Жужунашвили А.И., Казаков Е.Д., Калинин Ю.Г., Кингсен А.С., Королев В.Д., Мижирецкий В.И., Смирнов В.П., Устров Г.И., Черненко А.С., Шашков А.Ю., Ткаченко С.И. // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез. 2008. № 4. С. 3–24.*
3. *Ананьев С.С., Бакшаев Ю.Л., Бартов А.В., Блинов П.И., Данько С.А., Жужунашвили А.И., Казаков Е.Д., Калинин Ю.Г., Кингсен А.С., Королев В.Д., Мижирецкий В.И., Смирнов В.П., Черненко А.С., Ткаченко С.И. // Физика плазмы. 2008. Т. 34. № 7. С. 627.*
4. *Chaikovsky S.A., Oreshkin V.I., Datsko I.M., Labet'skaya N.A., Ratakhin N.A. // Physics of Plasmas. 2014. V. 21. 042706.*
5. *Ткаченко С.И., Грабовский Е.В., Калинин Ю.Г., Олейник Г.М., Александров В.В., Хищенко К.В., Левашов П.Р., Ольховская О.Г. // Известия высших учебных заведений. Физика. 2014. Т. 57. № 12-2. С. 279.*
6. *Александров В.В., Браницкий А.В., Грабовский Е.В., Грибов А.Н., Грицук А.Н., Королев В.Д., Лаухин Я.Н., Митрофанов К.Н., Олейник Г.М., Предкова Е.И., Самохин А.А., Смирнов В.П., Фролов И.Н., Шишлов А.О. // Физика плазмы. 2020. Т. 46. № 6. С. 503.*
7. *Грабовский Е.В., Левашов П.Р., Олейник Г.М., Олсон С.Л., Сасоров П.В., Смирнов В.П., Ткаченко С.И., Хищенко К.В. // Физика плазмы. 2006. 32. № 9. С. 782.*
8. *Fortov V.E., Khishchenko K.V., Levashov P.R., Lotonosov I.V. Wide-range multi-phase equations of state for metals// Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A 1998. V. 415. P. 604.*
9. *Кнопфель Г. Сверхсильные импульсные магнитные поля. М.: Мир, 1972.*
10. <https://gsssd-rosatom.mephi.ru/DB-tp-01/PbBi.php>

ПЛАЗМЕННЫЙ РЕЛЬСОТРОН С КАПИЛЛЯРНО-ПОРИСТЫМИ ЭЛЕКТРОДАМИ

© 2021 г. Ю. В. Мартыненко^{a, b, *}, М. Ю. Нагель^{a, **}

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

^b Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ”, Москва, Россия

*e-mail: martyn907@yandex.ru

**e-mail: mifst04nmy@mail.ru

Поступила в редакцию 07.11.2020 г.

После доработки 25.11.2020 г.

Принята к публикации 03.12.2020 г.

Предлагается схема двигателя для космических аппаратов на основе импульсного плазменного рельсотрона с капиллярно-пористыми электродами. Такие электроды возобновляемы и не деградируют, а срок их службы ограничен запасом металла наполнителя капиллярно-пористого электрода. Найден режимы, при которых капиллярно пористые электроды эффективны. При этих режимах рассмотренная конструкция рельсотрона может дать тягу несколько ньютонов и удельный импульс десятки км/с. В качестве металла наполнителя капиллярно-пористых электродов могут быть использованы металлы Li, Sn и Ga с пористыми матами из молибдена или вольфрама.

Ключевые слова: плазменный двигатель, рельсотрон, капиллярно-пористые электроды

DOI: 10.31857/S0367292121040077

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время разрабатываются мощные двигатели для межорбитальных и межпланетных полетов [1]. Важной характеристикой таких двигателей является долговечность. Одним из решений проблемы долговечности являются безэлектродные двигатели [2–4]. Другим решением этой проблемы может стать двигатель с возобновляемыми и не деградирующими электродами, например, капиллярно-пористые электроды для плазменных двигателей [5]. Капиллярно-пористый электрод состоит из корпуса с расплавом металла. Его сторона, обращенная к плазме, состоит из пористых матов, пропитанных жидким металлом, поступающим за счет поверхностного натяжения, при этом корпус соединен с резервной емкостью с расплавом металла. Такие электроды возобновляемы, их срок службы ограничен запасом металла, используемого для расплава. Использование капиллярно-пористых электродов возможно в различных типах плазменных двигателей. В работе [5] предлагался МГД-укоритель с капиллярно-пористыми электродами. В настоящей работе рассмотрено электродинамическое ускорение плазмы в рельсотроне, впервые предложенное в [6]. Изучен импульсный режим работы плазменного рельсотрона. Для получения максимума удельного импульса (скорости вылетающей плазмы) в качестве рабочего тела выбран гелий. Найден режимы, при которых могут работать ка-

пиллярно-пористые электроды. Рассмотрен рельсотрон из двух параллельных электродов, называемых рельсами, подключенных к источнику тока. Возможен также аксиально-симметричный рельсотрон. Однако в импульсном режиме заполнение всего объема аксиально-симметричного пространства вряд ли реализуется, ускоряться будут ступки в виде столба плазмы. Здесь мы не останавливаемся на вопросе геометрии рельсотрона, а изучаем условия работы капиллярно-пористых электродов. В нашем случае рельсы капиллярно-пористые. Расстояние между рельсами равно h , длина — l . Не рекомендуется устанавливать боковые стенки для предотвращения утечек тока и эрозии дополнительных элементов. Возможно также система коаксиальных электродов. Ускоряемой массой является плазма, которая замыкает электрическую цепь и, находясь в магнитном поле рельсов, приобретает ускорение под действием силы Ампера. Спротивление плазмы много больше сопротивления рельс.

2. ИМПУЛЬСНЫЙ РЕЖИМ ПЛАЗМЕННОГО РЕЛЬСОТРОНА

Сила, ускоряющая плазму, равна [7]

$$F = \frac{LJ^2}{2}, \quad (1)$$

где L – индуктивность единицы длины рельсотрона, равная по порядку величины магнитной постоянной μ_0 , а точное выражение приведено, например, в [8]; J – ток. Скорость плазмы v определяется из уравнения

$$\frac{dv^2}{dx} = \frac{LJ^2}{M_p}, \quad (2)$$

где $M_p = \rho r^2 h$ – масса ускоряемой в импульсе порции плазмы, $\rho = Mn$ – массовая плотность плазмы, M – масса атомных частиц плазмы, n – число атомных частиц в единице объема плазмы, r – поперечный размер канала тока в плазме. Поскольку можно пренебречь сопротивлением рельса, то ток J определяется из обобщенного закона Ома для плазмы:

$$J(x) = \sigma r^2 (E - v(x)B(x)), \quad (3)$$

где σ – проводимость плазмы, $E = U/h$ – напряженность электрического поля между рельсами, U – разность потенциалов в плазме между рельсами. Для простоты полагалось $J = 0$ на конце электродов рельсотрона при $x = l$. В реальности происходит “вынос” тока за пределы рельсотрона на расстояние $\approx h$. Среднее значение магнитной индукции в контуре равно $B = LJ/h$ и, следовательно, уравнение (3) можно записать как

$$J = \frac{\sigma r^2 E}{1 + vL\sigma r^2/h}. \quad (4)$$

Проводимость плазмы при малом параметре Холла $\beta = \omega\tau \ll 1$ ($\omega = eB/m$ – циклотронная частота электрона, $\tau = (n\sigma_{ei}v_e)^{-1}$ и σ_{ei} – время и сечение столкновения электрона с ионами соответственно) равна

$$\sigma = \frac{e^2}{m\sigma_{ei}v_e}, \quad (5)$$

где e и m – заряд и масса электрона, v_e – тепловая скорость электронов. Как будет показано далее, нагрев плазмы быстро приводит к ее ионизации, так что можно не учитывать столкновения электронов с нейтральными атомами. Для оценок полагаем, что $\sigma \approx 400 \cdot T^{3/2} (\text{Ом} \cdot \text{м})^{-1}$ [5], где T – температура электронов в эВ, которая определяется из уравнения

$$\begin{aligned} \left(3\alpha_1 + (3T + I_1) \frac{\partial \alpha_1}{\partial T} \right) nr^2 h \frac{dT}{dt} = \\ = \frac{J^2 h}{\sigma r^2} - W_R - Q_c r^2 - Q_a r^2, \end{aligned} \quad (6)$$

α_1 и I_1 – степень и потенциал однократной ионизации соответственно, W_R – мощность излучения плазмы, последние два слагаемых в правой части –

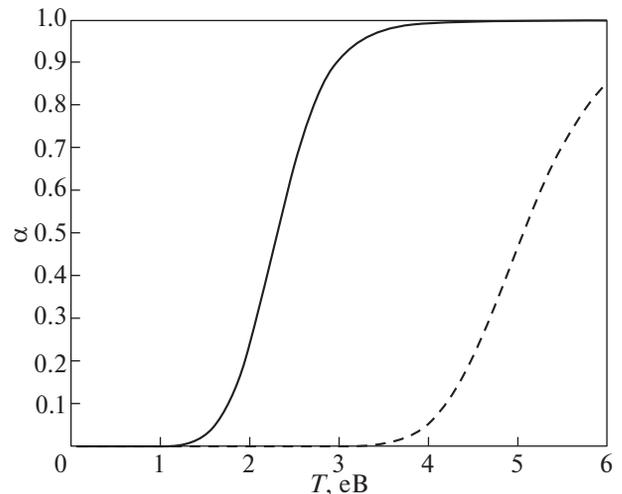


Рис. 1. Степени ионизации He при $n = 10^{23} \text{ м}^{-3}$. Сплошная кривая – α_1 , штриховая кривая – α_2 . Для He величина $I_1 = 24.5 \text{ эВ}$, $I_2 = 54.5 \text{ эВ}$.

мощность, выделяемая на электродах (см. (17), (20)). Оценки на основе базы данных [9] показали, что слагаемое W_R мало, в расчетах оно не учитывалось. Также в расчетах не учитывалась двукратная ионизация, подробнее это описано далее.

Время передачи энергии от электронов к ионам $t = (M/m)(n\sigma_{ei}v_e)^{-1}$ много меньше времени пролета ускорительной камеры $l/v \approx (1-3) \times 10^{-5} \text{ с}$. Потому температура T_i ионов равна температуре электронов T , то есть при омическом нагреве греются электроны и ионы.

Для расчета степеней ионизации α_i можно использовать формулу Саха, поскольку время рекомбинации плазмы $t = (\alpha n)^{-1} < (10^{-19} n)^{-1}$ (α – коэффициент рекомбинации) больше времени пролета ускорительной камеры при $n < 10^{24} \text{ м}^{-3}$. В приближении Саха

$$\begin{aligned} \alpha_i = -0.5(1 + C_i) + (0.25(1 + C_i)^2 + C_i)^{0.5}, \\ C_i = 1.16 \times 10^{27} T_{\text{эВ}}^{3/2} n^{-1} e^{-I_i/T}. \end{aligned} \quad (7)$$

На рис. 1 приведены функции $\alpha_1(T)$ и $\alpha_2(T)$ для гелия при $n = 10^{23} \text{ м}^{-3}$.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ ИМПУЛЬСНОГО ПЛАЗМЕННОГО РЕЛЬСОТРОНА

Все расчеты проведены для гелиевой плазмы. Система уравнений (2), (4), (6) решалась численно при различных значениях плотности плазмы n и размерах токового канала плазмы r , что позволяет оценить влияние поперечного размера и плотности плазменного столба на характеристи-

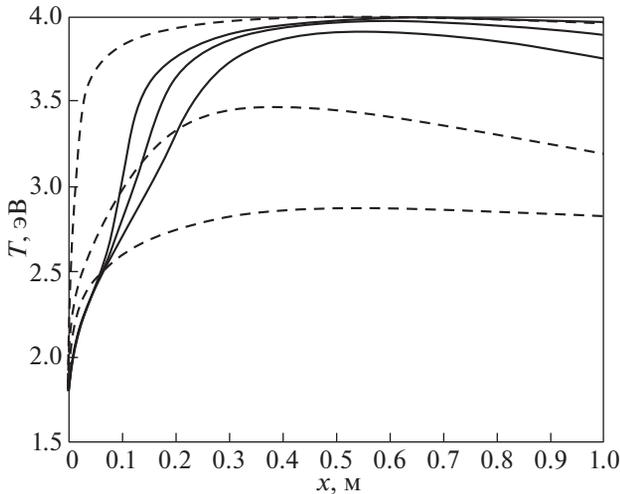


Рис. 2. Температура плазмы как функция расстояния x от начала ускорения. Сплошные кривые соответствуют значению $r = 5$ см, штриховые кривые — $r = 10$ см. В порядке убывания T значения плотности: $n = 3 \times 10^{22} \text{ м}^{-3}$, $n = 6 \times 10^{22} \text{ м}^{-3}$, $n = 1.2 \times 10^{23} \text{ м}^{-3}$.

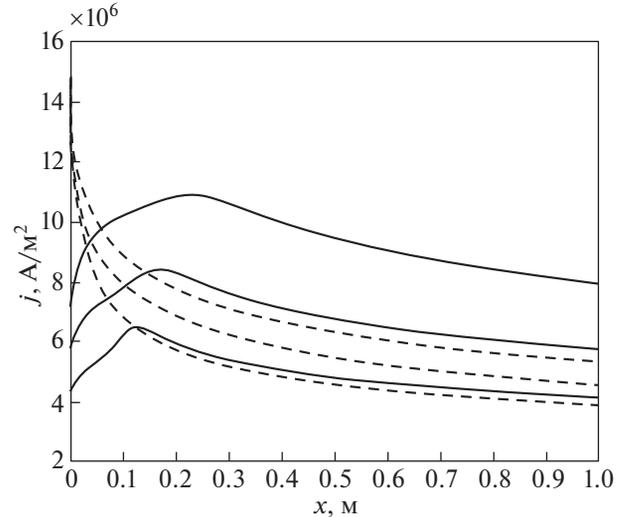


Рис. 3. Плотность тока в плазме как функция расстояния x от начала ускорения. Сплошные кривые соответствуют значению $r = 5$ см, штриховые кривые — $r = 10$ см. В порядке возрастания j значения плотности: $n = 3 \times 10^{22} \text{ м}^{-3}$, $n = 6 \times 10^{22} \text{ м}^{-3}$, $n = 1.2 \times 10^{23} \text{ м}^{-3}$.

ки рельсотрона. Напряжение между рельсами выбиралось максимально возможным при отсутствии двукратной ионизации (то есть температура плазмы должна быть меньше ~ 4 эВ), негативно влияющей на испарение электродов (см. разд. 4), но не более 1.5 кВ; расстояние $h = 10$ см. Всюду, где не указаны единицы, используется система СИ. Результаты представлены на рис. 2–4. Из рис. 4 видно, что скорость v растет с увеличением x медленнее, чем $v \sim x^{1/2}$. Это показывает влияние второго члена справа в уравнении (3). По рис. 2–4 прослеживается следующая общая тенденция: при уменьшении плотности плазмы n увеличивается скорость, приобретаемая в рельсотроне. Это происходит не только вследствие уменьшения укоряемой массы, но и вследствие более быстрого нагрева плазмы, и как следствие, увеличения проводимости плазмы и тока в рельсотроне. Энергетическую эффективность рельсотрона η можно оценить как

$$\eta = \frac{\epsilon}{U_B q + \epsilon_H}. \quad (8)$$

Здесь $\epsilon = M_p v^2(l)/2$ — кинетическая энергия вылетающей плазмы; U_B — напряжение на батарее, оно складывается из напряжения U , определяющего ток в плазме, и разности напряжений в приэлектродных слоях (см. разд. 4); q — протекший за импульс заряд; ϵ_H — энергия, необходимая для начального разогрева и ионизации плазмы:

$\epsilon_H = (3T_0 + I_1)\alpha_1 n r^2 h$, где T_0 — начальная температура плазмы, которая подбиралась достаточной

для значительной ионизации (1.5–2 эВ). На рис. 5 дана зависимость коэффициента энергетической эффективности рельсотрона от r и n . При этом напряжение U подбиралось исходя из максимальной КПД, но так, чтобы не допустить двукратную ионизацию. Энергетическая эффективность

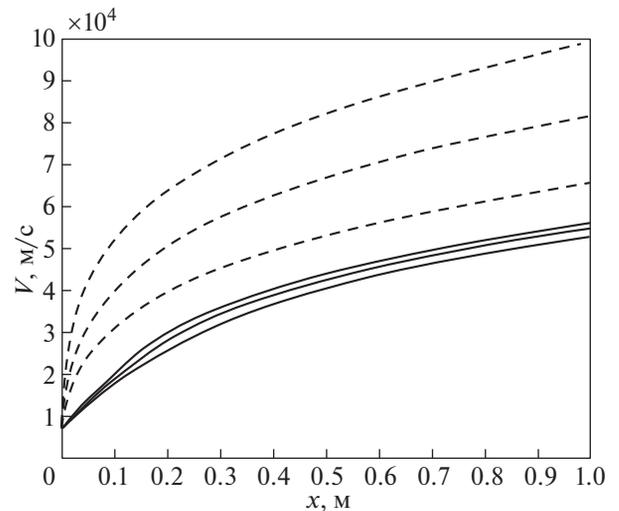


Рис. 4. Скорость плазмы как функция расстояния x от начала ускорения. Сплошные кривые соответствуют $r = 5$ см, штриховые кривые — $r = 10$ см. В порядке убывания v значения плотности: $n = 3 \times 10^{22} \text{ м}^{-3}$, $n = 6 \times 10^{22} \text{ м}^{-3}$, $n = 1.2 \times 10^{23} \text{ м}^{-3}$.

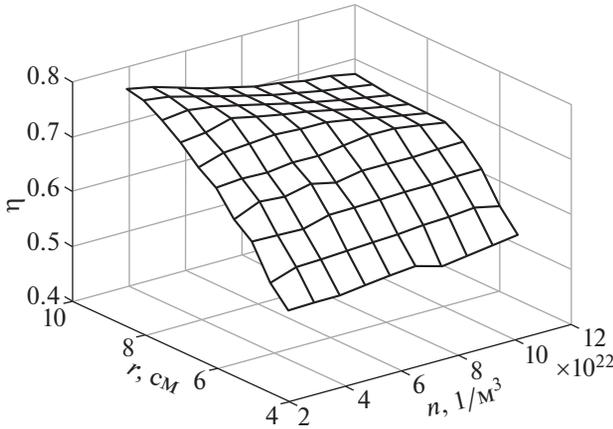


Рис. 5. Зависимость коэффициента энергетической эффективности рельсотрона от r и n .

убывает при увеличении n и уменьшении r . Однако практически во всех рассмотренных случаях величина η превосходит 50%.

На рис. 6 представлена зависимость скорости плазмы $v(x)$ при разных значениях напряженности электрического поля. Данные приведены для $r = 10$ см, $n = 1.2 \times 10^{23}$ м⁻³. С ростом скорости плазмы растет и энергетическая эффективность.

Приведем формулы для важнейших характеристик ускорителя:

длительность импульса

$$\tau = \int_0^l dx/v(x); \quad (9)$$

тяга в импульсе

$$F = M_p \frac{V}{\tau}; \quad (10)$$

полезная мощность в импульсе

$$W = \frac{M_p V^2}{2\tau}; \quad (11)$$

средняя мощность рельсотрона

$$\langle W \rangle = \frac{Wf\tau}{\eta}, \quad (12)$$

где f – частота следования импульсов;

средняя тяга

$$\langle F \rangle = M_p \nu f; \quad (13)$$

расход рабочего вещества (He)

$$\frac{dm_{\text{He}}}{dt} = M_p f. \quad (14)$$

В табл. 1 представлены параметры рельсотрона при различных исходных данных. Частота следования импульсов определялась максимально до-

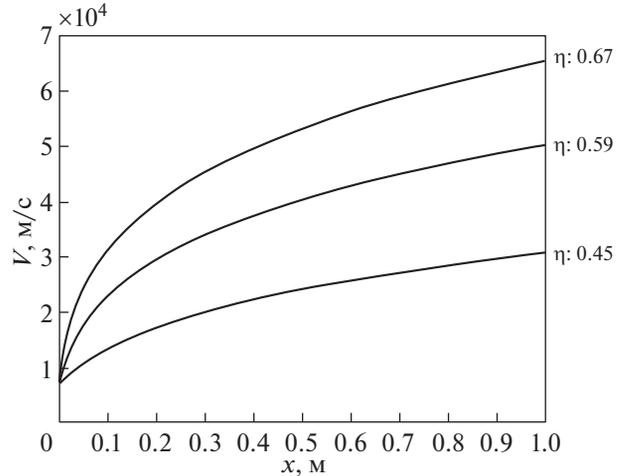


Рис. 6. Зависимость скорости $v(x)$ при разных значениях напряженности электрического поля E . В порядке возрастания v значения поля: $E = 5000$ В/м, 10000 В/м, 15000 В/м. Возле каждой кривой приведены значения энергетической эффективности. Длина ускоряющей части $l = 1$ м, $r = 10$ см, $n = 1.2 \times 10^{23}$ м⁻³.

пустимой тепловой нагрузкой на электроды (см. раздел “капиллярно-пористые электроды”).

4. КАПИЛЛЯРНО-ПОРИСТЫЕ ЭЛЕКТРОДЫ

Для определения условий работы КПС электродов надо знать тепловую нагрузку на электроды рельсов. Определим потенциал плазмы по отношению к катоду U_k . В отсутствие эмиссии электронов с катода, при $T_i = T_e = T$, то есть при выполненном условии Бома, а также при $j < en\alpha_1 v_i/4$, потенциал U_c определяется из баланса потоков зарядов, обеспечивающего ток j :

$$\frac{1}{4} en v_i \alpha_1 - \frac{1}{4} en v_e \alpha_1 e^{-eU_c/T} = j, \quad (15)$$

где $v_i = (2eT/M)^{1/2}$, $v_e = (2eT/m)^{1/2}$. Потенциал U_c равен

$$U_c = \frac{T}{e} \ln \left(\frac{v_e}{v_i - 4j/en\alpha_1} \right). \quad (16)$$

На катоде в импульсе выделяется энергия с плотностью мощности

$$Q_c = \frac{1}{4} en\alpha_1 v_i (U_c + I_1 - \phi) + \frac{1}{4} \left(v_i - 4 \frac{j}{en\alpha_1} \right) \frac{3}{2} T, \quad (17)$$

где ϕ – работа выхода. В (17) учитывается энергия нейтрализации ионов. Отраженные и десорбированные атомы гелия нейтральны. Потенциал плазмы относительно анода U_a устанавливается также из условия обеспечения тока j на анод. На

Таблица 1. Значения скорости v , энергетической эффективности η ; средняя тяга $\langle F \rangle$ и средняя мощность $\langle W \rangle$, а также расход гелия dm/dt при $l = 1$ м

| | | | | | | |
|---------------------------------|----------------------|--------------------|--------------------|----------------------|--------------------|--------------------|
| $v, 10^5$ м/с | 0.5 | 0.6 | 0.6 | 0.7 | 0.8 | 1.0 |
| $n, \text{м}^{-3}$ | 1.2×10^{23} | 6×10^{22} | 3×10^{22} | 1.2×10^{23} | 6×10^{22} | 3×10^{22} |
| $r, \text{см}$ | 5 | 5 | 5 | 10 | 10 | 10 |
| $M_p, \text{мкг}$ | 200 | 100 | 50 | 800 | 400 | 200 |
| $\langle W \rangle, \text{кВт}$ | 150 | 160 | 150 | 750 | 850 | 800 |
| η | 0.5 | 0.5 | 0.5 | 0.7 | 0.7 | 0.8 |
| $f, \text{кГц}$ | 0.25 | 0.5 | 0.9 | 0.3 | 0.5 | 0.75 |
| $\langle F \rangle, \text{Н}$ | 2.7 | 2.8 | 2.5 | 16 | 16 | 13 |
| $dm/dt, \text{мг/с}$ | 50 | 50 | 45 | 240 | 200 | 150 |

Таблица 2. Сравнительные характеристики Li, Ga и Sn

| | ${}^7\text{Li}$ | ${}^{70}\text{Ga}$ | ${}^{119}\text{Sn}$ |
|--|---------------------|--------------------|---------------------|
| $\rho, \text{кг/м}^3$ | 534 | 5900 | 7310 |
| $T_m, \text{К}$ | 453 | 302 | 505 |
| $H, \text{эВ/атом}$ | 1.48 | 2.73 | 2.975 |
| Теплопроводность, Вт/(м · К) | 47 | 27 | 32 |
| T_{max} совместимости, °С | 1200 (Mo), 1500 (W) | 600 Mo, W | 600 Mo, W |
| $\langle Q \rangle_{\text{max}}, \text{МВт/м}^2$ | 1 | 1.5 | 1 |

анод поток ионов пренебрежимо мал, а поток электронов при $en\alpha_1 v_e/4 > j$ равен

$$j = \frac{1}{4} n\alpha_1 v_e e^{-eU_a/T}. \quad (18)$$

Отсюда

$$U_a = \frac{T}{e} \ln \left(\frac{en v_e \alpha_1}{4j} \right). \quad (19)$$

Поток энергии на анод в импульсе составляет

$$Q_a = j \left(\frac{3}{2} T + \phi \right). \quad (20)$$

Тепловая нагрузка на электроды приводит к испарению жидкого металла КПС. Хотя капиллярно-пористые электроды не деградируют, их испарение приводит к потере металла наполнителя КПС. Для эффективности ускорителя с капиллярно-пористыми электродами надо, чтобы потеря массы материала наполнителя была, по крайней мере, в $\gamma = 10$ раз меньше потери массы гелия $dm_{\text{He}}/dt = M_p f$. Величина γ выбрана достаточно произвольно. Но температура поверхности и допустимая плотность мощности зависят от этой величины слабо (логарифмически), поэтому этот выбор мало влияет на результат. Последовательность периодических импульсов приводит к нагреву электрода и установлению средней тем-

пературы электрода T . За время воздействия плазмы на стенку $\tau_1 \approx r/v$ температура стенки возрастает до $T + \Delta T \approx T + Q \frac{(\tau_1/\chi)^{1/2}}{\rho C}$ (C – теплоемкость

лития, χ – его температуропроводность). При рассматриваемых плотностях мощности величина $\Delta T \approx 100$ К, и скорость испарения u возрастает в несколько раз. Однако температура поднимается всего на время $\approx r/v$, что на два порядка меньше периода следования импульсов, и учет подъема температуры во время импульса дает поправку несколько процентов для общей массы испаренного вещества. Поэтому можно рассматривать скорость испарения при средней мощности, выделяемой на поверхности электрода $\langle Q_{c/a} \rangle = Q_{c/a} r f / v(x)$. При отводе тепла от поверхности теплопроводностью, температуру поверхности можно оценить как

$$T = T_{\text{cool}} + \langle Q_{c/a} \rangle \frac{d}{K}, \quad (21)$$

где d – расстояние от поверхности электрода до “холодильника” с температурой T_{cool} , которая должна быть выше температуры плавления металла наполнителя, по которому отводится тепло, K – коэффициент теплопроводности. Скорость

потери массы металла наполнителя КПС с единицы поверхности электрода равна

$$\frac{dm}{dt} = \rho_m s e^{-H/T}, \quad (22)$$

ρ_m – плотность металла наполнителя, $s e^{-H/T}$ – скорость движения границы поверхности в результате испарения, $s = (3/4\pi)^{1/3} c$, c – скорость звука, H – энергия испарения [10]. Полная скорость потери массы электрода равна интегралу выражения (22) по поверхности электрода и должна быть меньше $0.1 dm_{He}/dt$:

$$\frac{dM}{dt} = \int_0^L \frac{dm}{dt} r dx < 0.1 \frac{dm_{He}}{dt}. \quad (23)$$

На основе условия (23) выбирается частота следования импульсов при использовании лития как наполнителя КПС, см. табл. 1. Отметим также, что, поскольку основное испарение происходит со всей поверхности электродов, то доля испаренного металла, попадающего в плазменную перемычку, мала. Соответственно не учитывалось влияние испаренного металла на параметры плазмы.

В качестве металла наполнителя КПС в работе [10] были рассмотрены литий, галлий и олово. Галлий и олово имеют большую энергию испарения H и более выгодны с точки зрения скорости испарения, см. табл. 2. Однако при высоких температурах они растворяют другие металлы. Наиболее стойкие W и Mo могут работать в контакте с Ga и Sn при температуре $T < 600^\circ\text{C}$ [11], в то время как у Li предел совместимости составляет 1200°C для Mo и 1500°C для W. Поэтому для Ga и Sn ограничением использования является максимальная температура электродов и, соответственно, плотность мощности, рассчитываемая по формуле (21), см. табл. 2. На рис. 7 приведены тепловые нагрузки (в импульсе) на электроды и температура катода (Li) для случая $r = 10$ см, $n = 1.2 \times 10^{23} \text{ м}^{-3}$, в зависимости от x . Видно, что наиболее нагружена начальная часть рельсотрона, где малая скорость и большая плотность тока, а следовательно, и плотность потока мощности $\langle Q \rangle$. Температура катода в начале рельсотрона не должна превышать допустимую температуру для Ga и Sn, а начальный участок рельсотрона дает основной вклад в интеграл (23) и определяет предельную $\langle Q \rangle$ для Li.

Смягчение нагрузки на начальном участке ускорения плазмы позволит увеличить частоту f и существенно увеличить тягу. Решением этой проблемы может быть предварительное ускорение плазмы с меньшей напряженностью электрического поля.

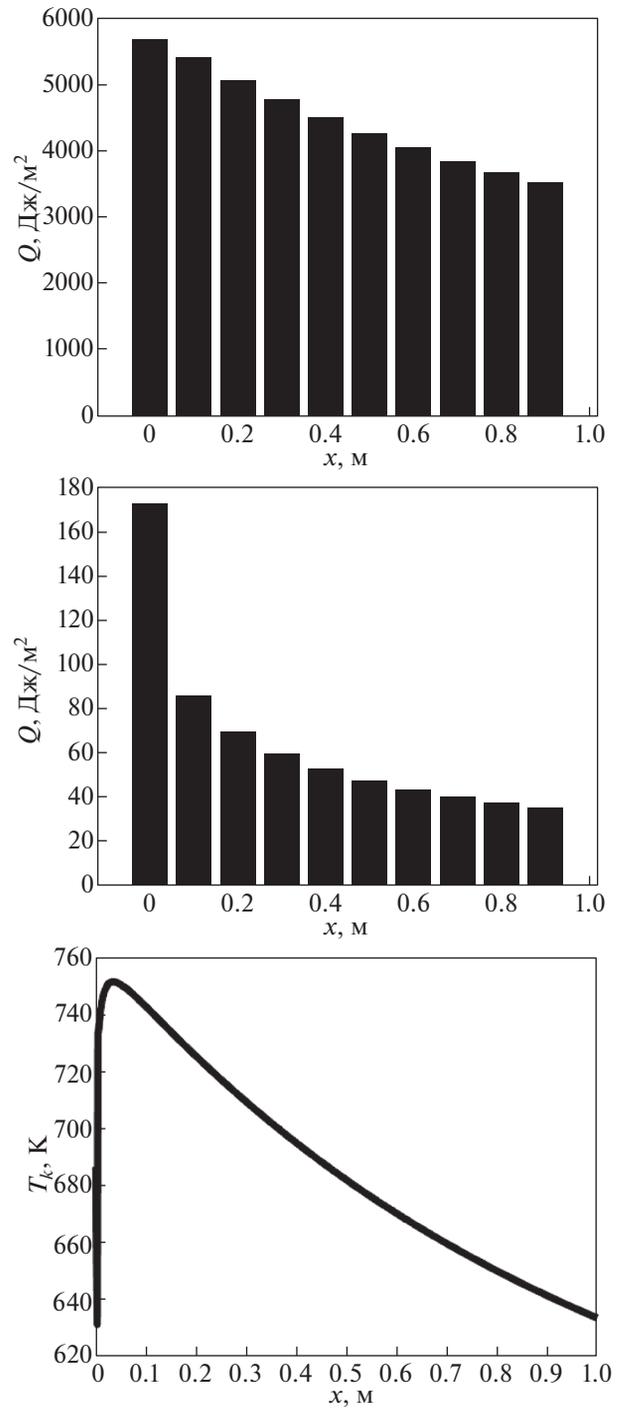


Рис. 7. Тепловая нагрузка в импульсе на катод (рисунок а), анод (б) и температура литиевого катода (в) при $r = 10$ см и $n = 1.2 \times 10^{23} \text{ м}^{-3}$ в зависимости от x .

В работе [12] показано, что даже при скорости испарения $0.1 \text{ г}/(\text{см}^2 \cdot \text{с})$ капиллярные силы успевают восстанавливать слой лития на поверхности. Капиллярные силы Sn и Ga также позволяют использовать их в качестве капиллярно-пористых

электродов [9]. Так что все рассмотренные металлы: Li, Sn и Ga, — можно использовать в качестве металла наполнителя с пористыми матами из молибдена или вольфрама.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложена схема двигателя для космических аппаратов на основе импульсного плазменного рельсотрона с капиллярно-пористыми электродами. Такие электроды возобновляемы и не деградируют, а их срок службы ограничен запасом металла наполнителя капиллярно-пористого электрода. Допустимые режимы импульсного плазменного рельсотрона с использованием капиллярно-пористых электродов позволяют при тяге F несколько ньютонов иметь удельный импульс v десятки км/с. Анализ условий работы капиллярно-пористых электродов показал, что металлы Li, Sn и Ga могут быть использованы в качестве металла наполнителя с пористыми матами из молибдена или вольфрама.

Авторы благодарны М.Н. Казееву за полезные обсуждения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Агеев В.П., Островский В.Г. // Изв. РАН. Энергетика. 2007. № 3. С. 83.
2. Bathgate S.N., Bilek M.M., McKenzie D.R. // Plasma Sci. Technol. 2017. V. 19. 083001.
3. Ковальчук М.В., Ильгисонис В.И., Кулыгин В.М. // Природа. 2017. № 12. С. 33.
4. Жильцов В.А., Кулыгин В.М. // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез. 2018. Т. 41. Вып. 3. С. 21.
5. Ильгисонис В.И., Мартыненко Ю.В. // Физика плазмы. 2019. Т. 45 (1). С. 63.
6. Арцимович Л.А., Лукьянов С.Ю., Подгорный И.М., Чуватин С.А. // ЖЭТФ. 1958. Т. 33. С. 3.
7. Носов В.Г. // Известия Томского политехнического университета. 2007. Т. 310. № 2. С. 70.
8. Калантаров П.Л., Цейтлин Л.А. Расчет индуктивностей. Л.: Энергоатомиздат, 1986.
9. ADAS
http://open.adas.ac.uk/detail/adf11/plt42/plt42_ar.dat
10. Анисимов С.И., Имас Я.А., Романов Г.С. Действие излучения большой мощности на металлы. М.: Наука, 1970.
11. Люблинский И.Е., Вертков А.В., Семенов В.В. // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез. 2015. Т. 38. Вып. 1. С. 7.
12. Петров В.Б., Хрипунов Б.И., Шапкин В.В., Антонов Н.В. // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез. 2004. № 4. С. 23.

ПРОТЯЖЕННЫЙ ТЛЕЮЩИЙ РАЗРЯД ПОСТОЯННОГО ТОКА С СЕТЧАТЫМ АНОДОМ В ГЕЛИИ

© 2021 г. X. Lyu^{a, *}, Ch. Yuan^{a, b}, С. Автаева^{a, b, c, **}, А. Кудрявцев^{a, b, d},
J. Yao^a, Zh. Zhou^{a, b}, X. Wang^a

^a School of Physics, Harbin Institute of Technology, Harbin, China

^b Heilongjiang Provincial Key Laboratory of Plasma Physics and Application Technology, Harbin, China

^c Институт лазерной физики СО РАН, Новосибирск, Россия

^d Санкт-Петербургский государственный университет, Физический факультет, Санкт-Петербург, Россия

*e-mail: lyu_xingbao@163.com

**e-mail: s_avtaeva@mail.ru

Поступила в редакцию 03.09.2020 г.

После доработки 06.11.2020 г.

Принята к публикации 03.12.2020 г.

Тлеющий разряд с сетчатым анодом является перспективным источником плазмы, способным поглощать электромагнитное излучение. Представлено экспериментальное исследование тлеющего разряда постоянного тока большой площади с сетчатым анодом в гелии. Характеристики разряда в гелии исследовались при давлениях 2–50 Торр и напряжениях разряда до 1500 В. Обнаружено, что разряд полностью покрывает поверхность катода при давлениях гелия 2–25 Торр. При всех давлениях напряжение разряда увеличивается с увеличением тока, что типично для аномального тлеющего разряда. Методами микроволновой диагностики измерены концентрация электронов в постанодной плазме и ослабление микроволнового излучения плазмой. Обнаружено, что концентрация электронов и степень ионизации гелия уменьшаются с увеличением давления гелия и увеличиваются с увеличением тока разряда. Концентрация электронов в постанодной плазме невысока: n_e составляет примерно $2 \times 10^9 - 6 \times 10^{10} \text{ см}^{-3}$, что соответствует степени ионизации примерно $10^{-7} - 10^{-6}$. Показано, что максимальное ослабление микроволнового излучения с частотой 10 ГГц составляет около 6% при давлении гелия 2 Торр.

Ключевые слова: тлеющий разряд постоянного тока с сетчатым анодом, микроволновая диагностика, плотность плазмы, ослабление микроволнового излучения

DOI: 10.31857/S0367292121040065

1. ВВЕДЕНИЕ

Плазма, генерируемая в воздухе или в инертных газах (гелий, аргон или неон) при атмосферном давлении, обладает свойством хорошо поглощать излучение в широкой полосе частот от УКВ до рентгеновского диапазона [1]. Обычно плазму используют в качестве эффективного поглотителя микроволнового (СВЧ) излучения в электромагнитных устройствах. Изменение пространственного градиента электронной плотности в плазме должно быть близко к длине волны падающего излучения. Также требуется высокая частота столкновений электронов с атомами. Поэтому перспективным методом получения плазмы, способной обеспечить “невидимый” эффект, является генерация плазмы пучками электронов высокой энергии (от десятков до сотен кэВ), обладающих высокой ионизирующей способностью. Исследование распространения электрон-

ного пучка в воздухе атмосферного давления показывает, что при нормальном давлении электронный пучок с энергией электронов 5 кэВ может образовывать плазменный слой толщиной 1.5 см [2]. Исходя из этого, получить слой плазмы в несколько сантиметров с помощью электронного пучка большей энергии – это вполне выполнимая задача.

Возбуждение газа электронным пучком – один из важных методов накачки газовых лазеров, в котором используются различные методы накачки лазера быстрыми электронами, генерируемыми в газовых разрядах (полые катоды [3–5], высоковольтные разряды [6, 7]). Одним из наиболее эффективных методов является генерация электронных пучков в небольшом разрядном промежутке от 0.5 до 1 мм с холодного катода, и их дальнейшее прохождение через сетчатый анод [8–11]. Далее электронный пучок реагирует с фо-

новым газом в постанодном пространстве с образованием плазмы. Методы генерации электронного пучка в газе при любых давлениях основаны на эффекте убегания электронов [12], который обусловлен уменьшением полного сечения взаимодействия атома с налетающим электроном с увеличением энергии электрона. В сильном электрическом поле при выполнении критерия Драйзера $(E/p) > (E/p)_{cr}$ [13], электроны приобретают больше энергии, чем теряют из-за столкновений (E – напряженность поля, а p – давление газа). В результате электроны переходят в режим непрерывного ускорения (убегания). Для гелия $(E/p)_{cr} = 31 \text{ В}/(\text{Па} \cdot \text{м})$, что может быть достигнуто в импульсном газовом разряде, а также в темном катодном пространстве тлеющего разряда [8]. Возможность непрерывного ускорения электронов в сильно ионизованной плазме является следствием того факта, что частота столкновений электрона с ионами и с другими электронами быстро падает с увеличением его скорости. В результате для электронов, обладающих достаточно высокой энергией, трение всегда пренебрежимо мало, и они ускоряются даже очень слабым электрическим полем.

Следует отметить, что в слабоионизованной плазме, когда основную роль играют столкновения электронов с нейтральными частицами, только быстрые электроны могут убежать в относительно слабом электрическом поле; их энергия в любом случае должна превышать 3–5 энергии ионизации [14]. Механизм генерации пучка убегающих электронов в не полностью ионизованной плазме был предложен С. Яковленко и др. [15, 16]. Было показано, что таунсендовский механизм лавинообразного размножения электронов справедлив даже для сильных электрических полей, когда ионизационным трением электронов о газ можно пренебречь. Был предложен нелокальный критерий генерации убегающих электронов $\alpha_i(E_{cr}, pd) = 1$, где α_i – коэффициент Таунсенда, а d – разрядный промежуток. Этот критерий приводит к универсальной двузначной зависимости критического напряжения U_{cr} от pd для определенного газа.

В нормальных и аномальных тлеющих разрядах ток электронного пучка составляет лишь незначительную часть (около 15%) от общего тока разряда. Если произведение расстояния l между электродами и давления газа p уменьшить, при $pl < (pl)_{min}$ достигается так называемое “затрудненное” состояние разряда, которое соответствует левой ветви кривой Пашена. В пределах этого диапазона pl критерий Драйзера может быть достигнут до пробоя газа, и напряжение разряда может достигать 10^4 – 10^5 В. При более высоком давлении $p \geq 100$ Па, плотность тока разряда, не теряя своей однородности, обычно не превышает $j \leq$

$\leq 1 \text{ мА}/\text{см}^2$. Если в этом случае используется “открытый” разряд, т. е. если используется сетчатый анод, за которым имеется достаточно большая площадь (пространство дрейфа), то из разряда можно извлечь на несколько порядков более высокий ток в виде электронного пучка [8]. В последние десятилетия изучались различные конфигурации тлеющего разряда с сетчатым электродом [17–27], и была продемонстрирована высокая эффективность генерации электронного пучка с помощью этого метода.

В последние десятилетия много усилий было направлено на изучение физических процессов генерации электронных пучков в открытых разрядах и приложений этих разрядов [23, 28–39]. Большая часть исследований открытых разрядов была посвящена изучению генерации электронного пучка, например, большинство работ Бохана [8–11]. Головин исследовал вольтамперные характеристики электронного пучка, формируемого открытым разрядом, и их зависимости от величины межэлектродного зазора и давления [23, 28]. Карелин использовал численное моделирование для исследования электронного пучка, генерируемого открытым разрядом, стимулированным тяжелыми частицами, бомбардирующими катод [29]. Исследования Сорокина по открытому разряду были также посвящены изучению механизмов генерации электронного пучка. Сначала он разделял взгляд о фотоэлектронном механизме генерации электронного пучка. Позже он пришел к выводу, что формирование электронного пучка основывается на бомбардировке катода тяжелыми частицами, причем эффективность электронного пучка определяется коэффициентом возбуждения [30, 31].

Рахимов с соавторами разработали источник низкоэнергетического электронного пучка с большой апертурой, основанный на конструкции открытого разряда постоянного тока [34–36]. Этот источник был протестирован в качестве широко апертурного катодолуминесцентного источника света [36] и системы травления как монокристаллического кремния, так и фоторезиста в различных газовых смесях [34, 35]. Показано, что низкоэнергетический источник пучка электронов может быть использован для обработки изоляторов.

Акишев с соавторами исследовали характеристики сильно аномального тлеющего разряда с сетчатым анодом в инертных газах при средних давлениях, используемого для получения быстрых электронов в киловольтном диапазоне энергий [32, 33]. Спектральными методами исследовалась активная среда, возбуждаемая быстрыми электронами в постанодном пространстве этого разряда [33]. При давлениях 10 и 30 Торр максимальная интенсивность линий ионов гелия на-

блюдалась на расстоянии 2–3 мм за анодом. С увеличением напряжения разряда интенсивность линий атомов и ионов и длина области их свечения в пространстве за сетчатым анодом увеличивались. Моделирование методом Монте-Карло позволило авторам получить функцию распределения электронов по энергиям (ФРЭЭ) непосредственно за сетчатым анодом, а также рассчитать интенсивность генерации электрон-ионных пар и возбуждения электронных уровней в зависимости от расстояния от сетчатого анода.

Позже Акишев и др. применили открытый разряд низкого давления (Торр) для генерации высоковольтных и сильноточных электронных пучков с энергиями до 25 кэВ и продемонстрировали возможность их применения для сверхвысокой зарядки пылевых мишеней [38]. Модификация электродной системы открытого разряда за счет введения третьего электрода позволила существенно улучшить поперечную однородность генерируемого электронного пучка, а также повысить как стабильность разряда, так и энергию убегающих электронов до 25 кэВ [39]. Приведен расширенный набор экспериментальных данных, характеризующих режим перенапряжения импульсного открытого разряда в дейтерии при низком давлении.

Хомич и Ямшиков исследовали формирование импульсного пучка убегающих электронов в высоковольтном открытом разряде в гелии и молекулярном азоте [37]. Установлено, что при напряжениях менее 10 кВ для гелия и менее 7 кВ для азота на ускоряющем промежутке длиной около 300 мкм максимальные значения параметра pd , при которых возникает пучок убегающих электронов, составляют 2.5 Торр · см в гелии и 0.5 Торр · см в азоте, что соответствует левой ветви кривой Пашена. Для создания пучка убегающих электронов предлагается способ, в котором электронный пучок сначала формируется в узком зазоре (~1 мм) между катодом и сеткой, а затем ускоряется в основном зазоре, образованном сеткой и анодом (расстояние 10–20 мм). Показано, что этот метод позволяет получить импульсный пучок убегающих электронов в газоразрядном промежутке, заполненном азотом, при значительно более высоких значениях $pd \sim 100$ см · Торр, чем метод с открытым разрядом.

В работах [40, 41] смоделирован электронный пучок, генерируемый постоянным током “открытого” разряда (с сетчатым анодом). Показано, что конфигурация разряда постоянного тока с сетчатым анодом может быть использована как часть более крупного покрытия, которое может быть установлено на летательном аппарате, и обеспечивает плазменную оболочку, которую можно включать и отключать. Эффективность генерации электронного пучка в этом разряде в различных

газах, а также в газовых смесях различного давления может достигать 95%.

Стоит подчеркнуть, что убегающие электроны могут инициировать неравновесную плазму большого объема или способствовать созданию такой плазмы. Помимо открытых разрядов (сильно аномальных коротких тлеющих разрядов с сетчатым анодом), для генерации убегающих электронов с этой целью можно использовать мощный наносекундный разряд. Генерация убегающих электронов в предыонизованных диффузных разрядах (УЭП ДР), образующихся в неоднородном электрическом поле в различных газах при повышенном давлении, в течение последних двух десятилетий изучалась В. Тарасенко с соавторами, а также другими исследователями [42].

В данной статье сообщается об экспериментальном исследовании способности протяженно-го тлеющего разряда с сетчатым анодом в гелии поглощать СВЧ-излучение. В разд. 2 представлены конфигурация тлеющего разряда с сетчатым анодом и конструкция экспериментальной установки для измерения фазового сдвига и затухания СВЧ-излучения после прохождения плазмы тлеющего разряда сетчатого анода, а также методы диагностики. Результаты экспериментов описаны в разд. 3. Статья завершается разделом 4 с обобщением и выводами.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И МЕТОДЫ ДИАГНОСТИКИ

Для изучения взаимодействия электромагнитных волн с плазмой с целью исследования эффекта ослабления электромагнитных волн генераторами плазмы большой площади была выбрана полоса частот 2–18 ГГц. Диапазон выбранных длин электромагнитных волн составляет 1.7–15 см. Указанные ниже размеры плазменной установки были выбраны так, чтобы все волны помещались в плазменную камеру.

Тлеющий разряд постоянного тока с сетчатым анодом создавался в прямоугольной полости (камере) $95 \times 175 \times 175$ мм³ между квадратным нижним катодом (165×165 мм²) и сетчатым анодом (также 165×165 мм²) с ячейками 10×10 мм². Прозрачность сетчатого анода составляла около 72%. Расстояние между катодом и сетчатым анодом составляло 5 мм. Сетчатый анод располагался непосредственно над катодом с помощью изолирующей опоры. Катод и анод изготовлены из нержавеющей стали. Верхняя стенка прямоугольной полости (камеры) выполнена из закаленного стекла толщиной 12 мм и служила смотровым окном. Расстояние между сетчатым анодом и верхней стеклянной стенкой составляет около 89 мм. Объем полости над анодом (постанодное пространство) составляет $89 \times 175 \times 175$ мм³ ≈ 2726 см³.

Для инициализации и поддержания тлеющего разряда с сетчатым анодом использовался источник постоянного тока УТ-SKG (Китай), а в анодной цепи был установлен резистор сопротивлением 500 Ом (до 8 кВт). Схема конфигурации разряда представлена на рис. 1.

Полость камеры откачивалась пластинчатороторным вакуумным насосом до давления около 10^{-2} Торр, а затем рабочий газ подавался в камеру через регулировочный клапан. Разряд работал в режиме непрерывной откачки. В качестве рабочего газа использовался гелий (чистота 99.9%). Регулировочный клапан контролировал поток газа в полость камеры, а давление газа измерялось с помощью термопарного датчика ZDY-21. Давление газа в камере варьировалось от 2 до 50 Торр.

Фотография тлеющего разряда с сетчатым анодом при давлении гелия 10 Торр представлена на рис. 2. Фотография сделана через небольшое окно на боковой стенке камеры. Высота окна составляла 75 мм, а ширина – 10 мм. Детальное изучение изображений постанодной плазмы показало, что толщина слоя ионизированного газа за анодом превышает 75 мм.

Разряд полностью покрывал поверхность катода до тех пор, пока давление гелия не достигло 25 Торр. При более высоком давлении поверхность катода, занятая разрядом, уменьшалась. При давлении 50 Торр разряд лишь частично покрывал поверхность катода. В то же время следует отметить, что напряжение на промежутке катод-анод, начиная с момента достижения полного покрытия поверхности катода, возрастало с увеличением давления. В экспериментах мы были вынуждены ограничиться напряжением 1.5 кВ, поскольку резистор в анодной цепи сильно нагревался, когда напряжение, приложенное к разряду, превышало это значение.

Концентрация электронов в постанодном пространстве разряда измерялась по фазовому сдвигу отраженного СВЧ-излучения. Принципиальная схема экспериментальной установки представлена на рис. 3.

В экспериментальной установке для измерения отражения СВЧ-излучения используется только одна рупорная антенна; она отправляет и принимает сигналы. СВЧ-сигнал, излучаемый рупорной антенной, сначала проходит через разрядную камеру, затем отражается от поверхности катода, и возвращается снова через разрядную камеру. Наконец, он регистрируется рупорной антенной в режиме приема. Фаза СВЧ-излучения измерялась векторным анализатором цепей фирмы Keysight, который также служил источником СВЧ-сигнала. Экспериментальная установка была окружена материалом с черным покрытием, поглощающим СВЧ-излучение. Чтобы получить фазовый сдвиг СВЧ-сигнала после его двукрат-

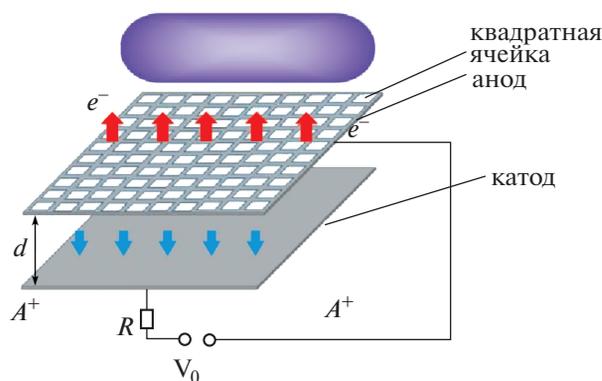


Рис. 1. Схема конфигурации тлеющего разряда с сетчатым анодом: 1 – катод; 2 – сетчатый анод. Пространство над анодом – постанодное пространство; d – расстояние между электродами. Напряжение V_0 подается на электроды через балластное сопротивление R ; e^- – электроны, а A^+ – ионы.



Рис. 2. Фотография тлеющего разряда с сетчатым анодом в гелии при $p = 10$ Торр, $V = 400$ В, $I = 0.33$ А.

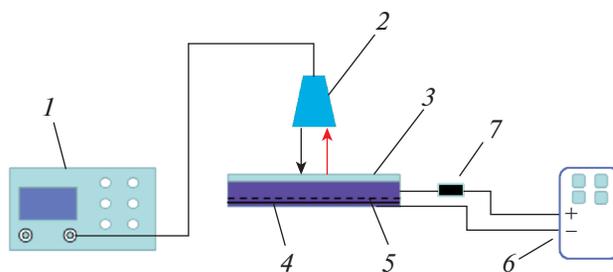


Рис. 3. Принципиальная схема экспериментальной установки для измерения отражения СВЧ-излучения тлеющим разрядом с сетчатым анодом. 1 – Анализатор цепей KEYSIGHT PNA-L; 2 – рупорная антенна, с диапазоном частот 9.9–10.1 ГГц; 3 – смотровое окно; 4 – катод; 5 – сетчатый анод; 6 – блок питания; 7 – балластный резистор (500 Ом).

ного прохождения через плазму постанодного пространства, мы сначала измеряли фазу СВЧ-сигнала, отраженного от электродов в газовой разрядной камере без разряда, затем с разрядом, и затем рассчитывали разность фаз.

Разность фаз, полученная с помощью векторного анализатора цепей, является функцией электронной плотности $n_e(z)$ [43]

$$\Delta\varphi = \frac{\omega}{c} \int_0^L \left[\left(1 - \frac{n_e}{n_c} \right)^{1/2} - 1 \right] dz, \quad (1)$$

где $n_c = m\epsilon_0\omega^2/e^2$ – критическая концентрация электронов, $\omega = 2\pi f$ – угловая частота микроволн, ϵ_0 – диэлектрическая проницаемость в вакууме, e – элементарный заряд, c – скорость света, L – толщина плазменного пространства над сетчатым анодом.

При $n_e \ll n_c$ это соотношение можно упростить до следующего:

$$\Delta\varphi = -\frac{\omega}{c} \int_0^L \frac{1}{2} \frac{n_e}{n_c} dz. \quad (2)$$

Для оценки плотности электронов в постанодной плазме мы предполагали равномерное распределение электронов в постанодном пространстве. В этом случае выражение для разности фаз включает среднюю плотность электронов в плазме \bar{n}_e [44–47]:

$$\Delta\varphi = \frac{k_0 e^2}{2\epsilon_0 m_e \omega^2} \bar{n}_e L, \quad (3)$$

где $k_0 = \omega/c$ – волновое число электромагнитной волны в вакууме.

Затухание СВЧ-излучения в постанодном пространстве тлеющего разряда постоянного тока с сетчатым анодом измерялось с помощью векторного анализатора цепей KEYSIGHT PNA-L. Принципиальная схема экспериментальной установки представлена на рис. 4.

Излучающая и приемная рупорные антенны (горны) устанавливались над разрядной камерой. Радиус арки составлял 250 см. С учетом толщины плазменной полости, расстояние между рупорной антенной и плазмой составляло 250–260 см. Средняя линия между излучающей и принимающей рупорными антеннами была перпендикулярна поверхности плазмы, а угол между каждой из двух рупорных антенн и средней линией был приблизительно равен 30°. Микроволновое излучение анализатора (частотный диапазон 2–18 ГГц, обычно используется в системах спутниковой связи, радаров и т. д.) распространялось наклонно к вертикальной линии, перпендикулярной поверхности разряда, проникало в постанодную плазму, отражалось от поверхностей электродов,

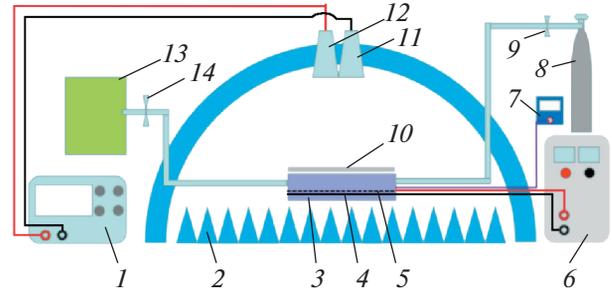


Рис. 4. Принципиальная схема измерения ослабления СВЧ-излучения в постанодном пространстве тлеющего разряда с сетчатым анодом: 1 – анализатор цепей KEYSIGHT PNA-L, 2 – абсорбирующая губка, 3 – разрядная камера, 4 – катод, 5 – сетчатый анод, 6 – высоковольтный источник питания, 7 – вакуумметр, 8 – баллон с гелием, 9 и 14 – регулировочные клапаны, 10 – смотровое окно, 11 – приемная рупорная антенна, 12 – передающая рупорная антенна, 13 – вакуумный насос.

проходило через постанодную плазму второй раз и регистрировалось приемной антенной, расположенной симметрично излучающей антенне. Таким образом, СВЧ-излучение дважды проходило через плазменный слой под углом около 30° к вертикальной линии, перпендикулярной поверхности разряда. Все пространство вокруг разрядной камеры было окружено поглощающими элементами. Схема измерения была откалибрована в отсутствие плазмы, когда СВЧ-излучение отражалось от плоской стальной пластины, закрывающей разрядную камеру, и затем улавливалось приемной антенной.

Кривые ослабления СВЧ-излучения были получены после вычитания СВЧ-излучения, прошедшего через разряд, из СВЧ-излучения, отраженного от плоской поверхности металла. Учитывая, что излучение дважды проходило через постанодную плазму, полученное затухание делилось на 2.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Перед проведением экспериментов по затуханию электромагнитной волны при распространении через постанодную плазму мы измерили вольтамперные характеристики разряда между электродами, а затем по току оценили концентрацию электронов в разряде. Оценка показывает, что концентрация электронов в разряде может достигать 10^9 см^{-3} и выше.

Вольт-амперные характеристики тлеющего разряда с сетчатым анодом показаны на рис. 5. Как видно на рисунке, кривые имеют положительный наклон, типичный для аномального тлеющего разряда [48].

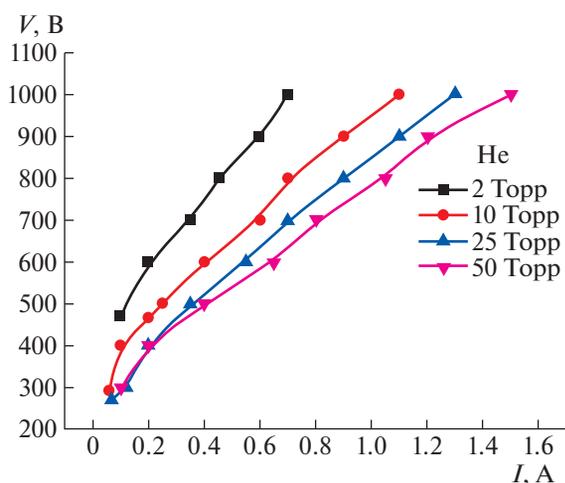


Рис. 5. Вольт-амперные характеристики тлеющего разряда постоянного тока с сетчатым анодом в гелии при различных давлениях.

В разряде в гелии повышение давления газа при постоянном напряжении между электродами приводит к увеличению тока. Поведение тлеющего разряда с сетчатым анодом в гелии в диапазоне давлений 2–25 Торр аналогично поведению аномального тлеющего разряда. Однако при давлении 50 Торр разряд близок к нормальному тлеющему разряду [49]: разряд лишь частично покрывает поверхность катода, и площадь катода, занятая разрядом, увеличивается с ростом напряжения.

Регистрировались фазовые сдвиги СВЧ-излучения в диапазоне 9.9–10.1 ГГц, отраженного от тлеющего разряда с сетчатым анодом в гелии, при различных режимах разряда. Рупорная антенна устанавливалась вертикально на стеклянкой поверхности разрядной камеры (рис. 3); площадь приема-передачи рупорной антенны была примерно такой же, как площадь поверхности плазмы. СВЧ-излучение проходило через постанодную плазму, отражалось от электродов и возвращалось в рупорную антенну, повторно проходя через постанодную плазму. При измерении фазового сдвига сначала регистрировалась фаза СВЧ-излучения, отраженного от разрядной камеры в отсутствие разряда, а затем — фаза СВЧ-излучения, отраженного от разряда. После этого фазовый сдвиг СВЧ рассчитывался как разность фаз между фазами отраженного СВЧ-излучения при измерениях с разрядом и без него. Измерения проводились для разряда в гелии при давлениях 2, 10 и 25 Торр и напряжениях разряда 600, 800 и 1000 В.

Стоит отметить, что СВЧ-излучение не влияет на параметры разряда. Чтобы доказать это, мы измерили вольт-амперные характеристики тлеющего разряда с сетчатым анодом при его облучении СВЧ-излучением в диапазоне 9.9–10.1 ГГц

при мощности излучения, использованной в эксперименте по фазовому сдвигу СВЧ-излучения, и сравнили их с вольт-амперными характеристиками разряда, измеренными в отсутствие СВЧ-излучения. В этих экспериментах мы не наблюдали влияния СВЧ-излучения на вольт-амперные характеристики разряда.

Концентрация электронов и степень ионизации газа в постанодном пространстве тлеющего разряда с сетчатым анодом в гелии при давлении 2, 10 и 25 Торр, рассчитанные по фазовому сдвигу СВЧ-излучения с использованием уравнения (3), показаны на рис. 6. Как концентрация электронов, так и степень ионизации газа уменьшаются с увеличением давления гелия и увеличиваются с увеличением тока разряда. Уменьшение плотности электронов с увеличением давления связано с уменьшением длины свободного пробега электронов, уменьшением энергии, накопленной электронами в электрическом поле, и уменьшением скорости ионизации газа.

При давлениях гелия 10 и 25 Торр концентрация электронов в постанодном пространстве растет примерно пропорционально разрядному току. Однако при давлении гелия 2 Торр рост заметно нелинейный. Наблюдается более медленная скорость роста при большем токе. Возможная причина — увеличение скорости дрейфа электронов.

Стоит отметить, что при понижении давления гелия с 25 до 10 Торр (в 2.5 раза) концентрация электронов в постанодном пространстве тлеющего разряда с сетчатым анодом в гелии увеличивается более чем в 10 раз. Снижение давления еще в 5 раз приводит к дальнейшему увеличению концентрации электронов еще на порядок.

Кривые ослабления зондирующего СВЧ-излучения были получены после вычитания СВЧ-излучения, отраженного плоской металлической поверхностью, из СВЧ-излучения, отраженного разрядом. Полученное ослабление делилось на 2, учитывая, что излучение дважды проходило через объем плазмы. Кривые ослабления зондирующего СВЧ-излучения показаны на рис. 7. Видно, что максимальное ослабление зондирующего СВЧ-излучения в постанодном пространстве тлеющего разряда с сетчатым анодом в гелии достигается при давлении 2 Торр и напряжении 700 В и достигает примерно 0.28 дБ. С увеличением тока затухание СВЧ-излучения уменьшается. При давлении 25 Торр затухание меньше, чем при давлении 2 Торр, и увеличивается с увеличением тока.

Таким образом, ослабление зондирующего СВЧ-излучения тлеющим разрядом с сетчатым анодом при давлении гелия 25 Торр достигает 1–3% при 1000 В, 0.5–2.5% при 800 В и 0.2–2% при 400 В. При давлении гелия 2 Торр затухание составляет 1–6% при 1000 В, 1–5.5% при 700 В и 0–5% при 500 В.

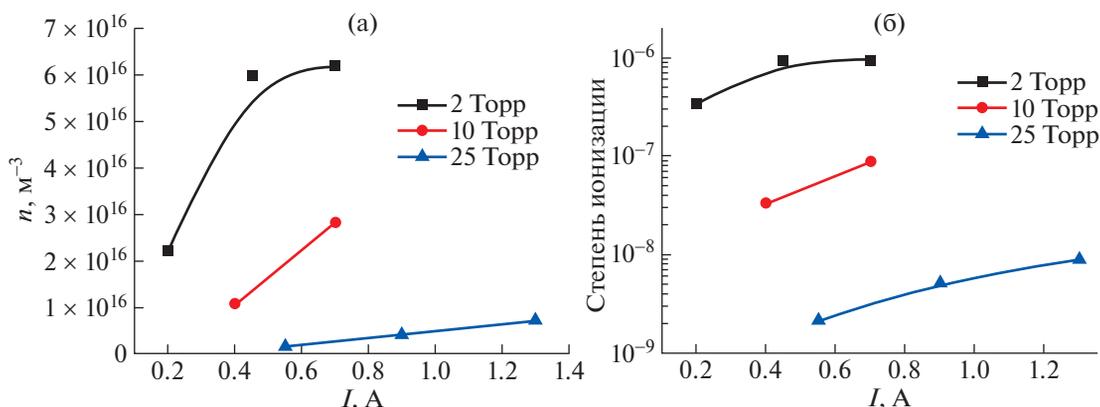


Рис. 6. Концентрация электронов (а) и степень ионизации газа (б) в постоянном пространстве тлеющего разряда с сетчатым анодом в гелии при давлениях 2, 10 и 25 Торр.

4. ОБСУЖДЕНИЕ И ВЫВОДЫ

Тлеющий разряд с сетчатым анодом создавался между двумя параллельными плоскими электродами, один из которых являлся сетчатым анодом. Выбор короткого расстояния между электродами и поддержание постоянного напряжения позволили обеспечить отрицательное падение напряжения, разогнать электроны до высокой энергии и ввести их в пространство над анодом. Там электроны высоких энергий теряют свою энергию вследствие ионизации фонового газа. Вследствие этого за пределами зазора между катодом и анодом в полости над сетчатым анодом генерируется постоянная плазма. Ионы, движущиеся из темного катодного пространства, в конечном итоге бомбардируют поверхность катода, обеспечивая эмиссию электронов с катода для поддержания разряда. Как длина свободного пробега атомов гелия $\lambda_a = 0.073-0.006$ мм при $p = 2-25$ Торр, так и длина свободного пробега электронов $\lambda_e = 0.2-0.02$ мм при $p = 2-25$ Торр и $T_e = 1$ эВ меньше размера анодных ячеек и расстояния катод-анод. Минимум кривой Пашена для гелия приходится на $(pl)_{\min}$ примерно $3-4$ см · Торр, поэтому при $p = 2$ Торр и $pl = 1$ см · Торр условия разряда соответствуют левой ветви кривой Пашена, и мы имеем дело с “затрудненным” разрядом, потому что $pl < pl_c$, где l_c – катодное падение (когда фоновым газом является гелий, а катодом является железо $pl_c = 1.3$ см·Торр [43, 50, 51]). Однако, когда давление гелия изменяется в диапазоне $10-50$ Торр, pl лежит в диапазоне $5-25$ см · Торр; эти условия соответствуют правой ветви кривой Пашена.

Когда поверхность, занимаемая разрядом, не изменяется (т. е. когда разряд покрывает все пространство над катодом) тлеющий разряд с сетчатым анодом в гелии имеет возрастающую вольт-амперную характеристику. Таким образом, тлеющий разряд с сетчатым анодом в гелии ведет себя

как аномальный тлеющий разряд. Повышение давления газа при постоянном напряжении между электродами приводит к увеличению тока разряда.

Измерения фазового сдвига СВЧ-излучения $9.9-10.1$ ГГц после его отражения от тлеющего разряда с сетчатым анодом в гелии позволили

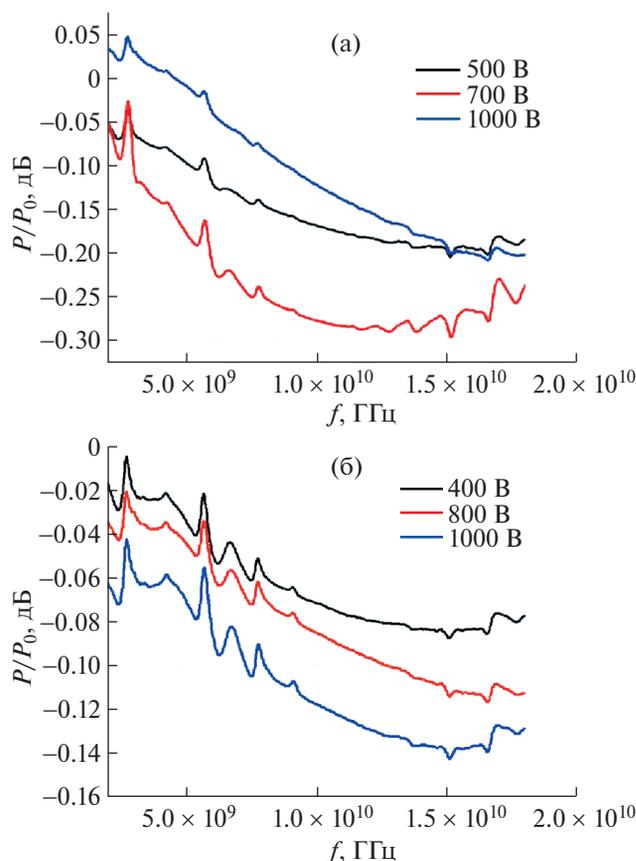


Рис. 7. Кривые ослабления зондирующего СВЧ-излучения тлеющим разрядом с сетчатым анодом в гелии при давлениях 2 Торр (а) и 25 Торр (б).

Таблица 1. Степень ионизации постанодной плазмы

| P (Торр) | 2 | 10 | 25 |
|-------------------|---|----------------------------|------------------------|
| Степень ионизации | $3.4 \times 10^{-7} - 1 \times 10^{-6}$ | $(3.4-8.8) \times 10^{-8}$ | $(2-9) \times 10^{-9}$ |

рассчитать плотность электронов в постанодной плазме и оценить степень ионизации плазмы. Обнаружено, что концентрация электронов и степень ионизации гелия в постанодном пространстве уменьшаются с ростом давления гелия и возрастают с увеличением тока разряда. Значения концентрации электронов в постанодной плазме не столь высоки: при давлении гелия 2 Торр мы получили концентрацию электронов $(2.2-6.2) \times 10^{10} \text{ см}^{-3}$; при давлении 10 Торр – $(1.1-2.9) \times 10^{10} \text{ см}^{-3}$; а при давлении 25 Торр – $(1.7-7.1) \times 10^9 \text{ см}^{-3}$. В предположении температуры газа $\approx 300 \text{ К}$ определена степень ионизации постанодной плазмы, показанная в табл. 1.

Следует отметить, что концентрация электронов в постанодной плазме, измеренная по фазовому сдвигу СВЧ-излучения, немного превышает концентрацию электронов в разрядном промежутке, оцененную по вольт-амперной характеристике. Таким образом, мы можем сделать вывод, что тлеющий разряд с сетчатым анодом генерирует некоторое количество убегающих электронов, которые обладают достаточно высокой ионизирующей способностью для образования постанодной плазмы.

Кроме того, при давлении гелия 2 Торр пробой газового промежутка начинается примерно при вдвое большем напряжении, чем требуется для пробоя при давлениях 10–50 Торр. Это следствие увеличения длины свободного пробега электронов и уменьшения возможности столкновений электронов с атомами в разрядном пространстве. Условия разряда соответствуют левой ветви кривой Пашена. Разряд представляет собой “затрудненный” разряд [27]. Это означает, что электроны движутся в сильном электрическом поле, редко сталкиваются и набирают энергию, увеличивая свою ионизирующую способность в пространстве над сетчатым анодом. Как видно на рис. 7а, концентрация электронов максимальна при давлении гелия 2 Торр.

Результаты показывают, что ослабление СВЧ-излучения, распространяющегося через постанодную плазму тлеющего разряда с сетчатым анодом в гелии, невелико. Ослабление СВЧ-излучения достигало 1–6% в плазме гелия при давлении 2 Торр и 1–3% при давлении 25 Торр. Наибольшее ослабление СВЧ-излучения было достигнуто в плазме “затрудненного” разряда. Однако следует отметить, что даже при $p = 2$ Торр давление гелия для условий разряда соответствует лишь не-

большому отклонению от $(pI)_{\min}$ вдоль левой ветви кривой Пашена.

Чтобы увеличить концентрацию электронов в пространстве над сетчатым анодом и, как следствие, увеличить ослабление СВЧ-излучения в разряде, мы должны сдвинуться дальше от $(pI)_{\min}$ вдоль левой ветви кривой Пашена, что означает уменьшение разрядного промежутка. Дополнительным способом увеличения энергии электронов является уменьшение размера ячеек сетчатого анода, чтобы лучше удержать электрическое поле в пространстве катод-анод, тем самым предотвращая “провисание” поля через сетчатый анод.

Работа поддержана Национальным фондом естественных наук Китая в рамках гранта № 11775062.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Vidmar R.J. // IEEE Transactions on Plasma Sci. 1990. V. 18. P. 733.
2. Guo L.J., Guo L.X., Li J.T. // Phys. Plasmas. 2017. V. 24. P. 022108.
3. Fahlen T.S. // J. Appl. Phys. 1974. V. 45. P. 4132.
4. Warner B.E., Persson K.B., Collins G.J. // J. Appl. Phys. 1979. V. 50. P. 5694.
5. Warner B.E., Gerstenberger D.C., Reid R.D., McNeil J.R., Solanki R., Persson K.B., Collins G.J. // IEEE J. Quantum Electronics. 1978. V. 14. P. 568.
6. Rocca J.J., Meyer J.D., Collins G.J. // Appl. Phys. Lett. 1982. V. 40. P. 300.
7. Yu Z., Rocca J.J., Meyer J., Collins G. // J. Appl. Phys. 1982. V. 53. P. 4704.
8. Bokhan P.A., Sorokin A.R. // Optical and Quantum Electronics. 1991. V. 23. P. 523.
9. Бохан А.П., Бохан П.А. // Письма в ЖТФ. 2001. Т. 27. С. 7.
10. Бохан П.А., Закревский Д.Э. // Письма в ЖТФ. 2002. Т. 28. С. 28.
11. Бохан П.А., Закревский Д.Э. // Письма в ЖТФ. 2002. Т. 28. С. 74.
12. Giovanelli R.G. // Phil. Mag. 1949. V. 40. P. 206.
13. Dreicer H. // Phys. Rev. 1959. V. 115. P. 238.
14. Гуревич А.В. // ЖЭТФ. 1961. Т. 12. С. 904.
15. Ткачев А.Н., Яковленко С.И. // Письма в ЖТФ. 2003. Т. 29. С. 54.
16. Tkachev A.N., Yakovlenko S.I. // Central Europ. J. Phys. 2004. V. 2. P. 579.
17. Сорокин А.П. // ЖТФ. 2006. Т. 76. С. 47.
18. Oks E. Plasma Cathode Electron Sources: Physics, Technology, Applications. N.Y.: Wiley, 2006. P. 2.
19. Meyer R.M., Prelas M.A., Loyalka S.K. // IEEE Trans. Plasma Sci. 2008. V. 36. P. 1881.

20. Bokhan P.A., Zakrevsky D.E. // Appl. Phys. Lett. 2010. V. 97. P. 091502.
21. Bokhan P.A., Zakrevsky Dm.E., Gugin P.P. // Phys. Plasmas. 2011. V. 18. P. 103112.
22. Yousefi M., Damideh V., Ghomi H. // IEEE Trans. Plasma Sci. 2011. V. 39. P. 2554.
23. Головин А.И., Голубев М.М., Егорова Е.К., Туркин А.В., Шлойдо А.И. // ЖТФ. 2014. Т. 84. С. 41.
24. Kolobov V.I., Metel A.S. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2015. V. 48. P. 233001.
25. Bokhan P.A., Gugin P.P., Lavrukhin M.A., Schweigert I.V., Alexandrov A.L., Zakrevsky Dm.E. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2018. V. 51. P. 404002.
26. Hardiment T., Bowden M.D. // IEEE Trans. Plasma Sci. 2019. V. 47. P. 3124.
27. Hardiment T., Bowden M.D. // Phys. Plasmas. 2020. V. 27. P. 043506.
28. Головин А.И., Егорова Е.К., Шлойдо А.И. // ЖТФ. 2014. Т. 84. С. 27.
29. Карелин А.В., Сорокин А.Р. // Физика плазмы. 2005. Т. 31. С. 567.
30. Сорокин А.Р. // Письма в ЖТФ. 2000. Т. 26. С. 89.
31. Сорокин А.Р. // Письма в ЖТФ. 2003. Т. 29. С. 1.
32. Акишев Ю.С., Баранов В.Ю., Волчек А.М., Минина И.В., Напартович А.П., Пономаренко В.В. // ЖТФ. 1987. Т. 57. С. 1317.
33. Акишев Ю.С., Дятко Н.А., Напартович А.П., Перетятко П.И. // ЖТФ. 1989. Т. 59. С. 14.
34. Ковалев А.С., Манкевич Ю.А., Муратов Е.А., Рахимов А.Т., Суетин Н.В. // Физика плазмы. 1992. Т. 18. С. 1076.
35. Kovalev A.S., Mankelevich Y.A., Muratov E.A., Rakhitov A.T., Suetin N.V. // J. Vac. Sci. Technol. A. 1992. V. 10. P. 1086.
36. Муратов Е.А., Рахимов А.Т., Суетин Н.В. // ЖТФ. 2004. Т. 74. С. 121.
37. Хомич В., Ямщиков В. // Прикладная физика. 2010. Т. 6. С. 77.
38. Акишев Ю.С., Каральник В.Б., Петряков А.В., Старостин А.Н., Трушкин Н.И., Филиппов А.В. // Физика плазмы. 2016. Т. 42. С. 17.
39. Akishev Y., Aponin G., Karalnik V., Petryakov A., Trushkin N. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2018. V. 51. P. 394003.
40. Yuan C.X., Yao J.F., Eliseev S.I., Bogdanov E.A., Kudryavtsev A.A., Zhou Z.X. // J. Appl. Phys. 2017. V. 122. P. 143304.
41. Yuan C.X., Tian R.H., Eliseev S.I., Bekasov V.S., Bogdanov E.A., Kudryavtsev A.A., Zhou Z.X. // J. Appl. Phys. 2018. V. 123. P. 113303.
42. Tarasenko V.F. Runaway electrons preionized diffuse discharges. N.Y.: Nova Science Publishers, 2014.
43. Lieberman M.A., Lichtenberg A.J. Principles of plasma discharges and materials processing. N.Y.: John Wiley & Sons, 2005.
44. Wang H.H., Zhang Z., Yang K.Y., Tan C., Cui R.L., Ouyang J.T. // Plasma Sci. Technol. 2019. V. 21. P. 7.
45. Shu S.B., Luo J.R., Xue E.B. // J. Electronic Measurement and Instrument. 2012. V. 26. P. 851.
46. Cheng Z.F., Xu Y.M., Liang C., Ding L., Jian F.S., Zhu X. // Chinese J. Radio Sci. 2010. V. 25. P. 302.
47. Shu S.B., Luo J.R., Zhang H.H., Wang H.Z., Xu C.D. // Nuclear Electronics & Detection Technology. 2009. V. 29. P. 615.
48. Кудрявцев А., Цендин Л., Смирнов А. Физика тлеющего разряда. СПб.: Лань, 2010.
49. Raizer Y. P. Gas Discharge Physics. Berlin, New York: Springer, 1991.
50. Месяц Г.А. // УФН. 2006. Т. 176. С. 1069.
51. Клименко К.А., Королев Ю.Д. // ЖТФ. 1990. Т. 60. С. 138.

A Large-Area Dc Grid Anode Glow Discharge in Helium

X. Lyu^{1, #}, Ch. Yuan^{1, 2}, С. Автаева^{1, 2, 3, ##}, А. Кудрявцев^{1, 2, 4}, J. Yao¹, Zh. Zhou^{1, 2}, and X. Wang¹

¹ School of Physics, Harbin Institute of Technology, Harbin, China

² Heilongjiang Provincial Key Laboratory of Plasma Physics and Application Technology, Harbin, China

³ Institute of Laser Physics SB RAS, Novosibirsk, Russia

⁴ Physics Department, St. Petersburg State University, St. Petersburg, Russia

[#]e-mail: lyu_xingbao@163.com

^{##}e-mail: s_avtaeva@mail.ru

A grid anode glow discharge is a promising source of plasma for absorbing electromagnetic radiation. This paper presents an experimental study of a large-area DC grid anode glow discharge in helium. The behavior of the helium discharge was studied at pressures in the range of 2–50 Torr and discharge voltages up to 1500 V. It was observed that the discharge completely covered the cathode surface at helium pressures of 2–25 Torr. For all pressures, voltage increases as current increases, typical for anomalous glow discharge. The electron density in the post-anode plasma and attenuation of the microwave radiation by the plasma were measured using microwave diagnostic methods. It was found that the electron density and degree of helium ionization decrease with increasing helium pressure and increase with increasing discharge current. The electron density in the post-anode plasma is not high: n_e is about 2×10^9 – 6×10^{10} cm⁻³, corresponding to a degree of ionization of about 10^{-7} – 10^{-6} . It is shown that the maximum attenuation of 10-GHz microwave radiation is about 6% at a helium pressure of 2 Torr.

Keywords: DC grid anode glow discharge, microwave diagnostics, plasma density, microwave radiation attenuation

МОДЕЛЬ СФЕРИЧЕСКОГО ИОННОГО ДИОДА С ЛАЗЕРНО-ПЛАЗМЕННЫМ АНОДОМ ДЛЯ ГЕНЕРАЦИИ НЕЙТРОНОВ

© 2021 г. А. Е. Шиканов*

Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ”, Москва, Россия

**e-mail: aeshikanov14@mail.ru*

Поступила в редакцию 29.09.2020 г.

После доработки 01.11.2020 г.

Принята к публикации 03.11.2020 г.

Предложена модель сферического импульсного ионного диода с лазерно-плазменным анодом для генерации нейтронов в ядерных реакциях синтеза дейтронов и тритонов. Формирование и ускорение дейтронного пакета в диоде рассматривается с учетом адиабатического механизма расширения лазерной плазмы в виде ударной волны Римана и влияния на эти процессы электростатических колебаний в области границы плазма–вакуум. По результатам компьютерного эксперимента построены и проанализированы электродинамические и нейтронные характеристики предполагаемой ускорительной трубки на базе исследуемого диода.

Ключевые слова: лазерная плазма, импульсный диод, дейтрон, генерация нейтронов, компьютерный эксперимент

DOI: 10.31857/S0367292121040090

1. ВВЕДЕНИЕ

В последнее время появилось значительное число работ, описывающих генерацию нейтронов с применением современной лазерной техники [1–7]. Среди них особый интерес, с точки зрения создания генераторов нейтронов технологического назначения, представляют работы [3–7], где представлены результаты последних исследований малогабаритных диодных систем для генерации нейтронов при взаимодействии ускоренных дейтронов с твердыми нейтронообразующими мишенями, содержащими тяжелые изотопы водорода. Источником дейтронов служила плазма, образуемая при фокусировке импульса лазерного излучения с энергией $E_L \sim (0.1–1)$ Дж и длительностью $\tau_L \sim 10^{-8}$ с в пятно радиуса $a \sim 10^{-4}$ м на твердую мишень в виде миниатюрной таблетки из дейтерида металла или дейтерированного полиэтилена высокого давления. Мишень, в среднем, содержала $\chi \leq 2$ атомов дейтерия на один атом сопутствующего вещества — металла или углерода (коэффициент стехиометрии).

Использование ускорительных трубок (УТ), предполагаемых к разработке на основе данных, полученных в этих работах, должно существенно повысить эффективность применения нейтронных технологий при обнаружении и идентификации скрытых опасных веществ, управлении под-

критическими реакторными сборками, в ядерной геофизике, радиографии и других перспективных направлениях [8, 9]. Это может быть обеспечено за счет возможности формирования стабильных во времени дейтронных пакетов с длительностью $\sim (10–10^3)$ нс и амплитудой до 10 кА, с частотой повторения до 100 Гц [10]. Указанные возможности подтверждаются физическим моделированием получаемых нейтронных полей по методике, описанной в [11].

В работе [12] была предложена модель импульсного ионного диода с лазерно-плазменным анодом. Она была успешно использована при разработке, проектировании и создании вакуумных УТ [13], позволяющих генерировать рекордные для своего класса изделий импульсные нейтронные потоки в полный телесный угол с длительностью \sim мкс. Для эффективной реализации ряда новых ядерных технологий требуются подобные малогабаритные УТ, работающие в более жестком импульсно-периодическом режиме с длительностью нейтронного импульса $\sim (10–10^2)$ нс. Использование при их компьютерном проектировании модели, описанной в [12], затруднительно из-за невозможности корректно учитывать изменения во времени плотности ионов в плазме при малых значениях длительности ускоряющего импульса.

В данной статье предлагается модель, лишенная этого недостатка. Она, как и в работе [10], а также в ее усовершенствованном варианте [14], использует представления о разлете плазмы в виде сферической ударной волны Римана и влияния на процесс извлечения дейтронов колебаний Ленгмюра в области границы плазма – вакуум, но более адекватно учитывает влияние объемного заряда на формирование фронта лазерной плазмы.

2. ПАРАМЕТРЫ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ

В процессе образования лазерной плазмы, с параметрами, указанными выше, согласно [1, 15], примерно 70% энергии лазерной вспышки E_L переходит в кинетическую E_K и тепловую E_T энергии плазмы. Их сумма в рассматриваемом случае составляет величину

$$E = E_K + E_T \approx 0.7E_L \leq 1 \text{ Дж}. \quad (1)$$

Следуя работам [1, 15], будем полагать, что разлет плазмы носит автомодельный характер с нулевым градиентом плотности частиц данного сорта и полем скоростей вида

$$\mathbf{V}(r, t) = \frac{dR_{fr}(t)}{dt} \frac{\mathbf{r}}{R_{fr}(t)}, \quad (2)$$

где \mathbf{r} – радиус-вектор, t – время, $R_{fr}(t)$ – радиус плазменного фронта. Как и авторы монографий [1, 15], будем предполагать процесс расширения лазерной плазмы близким к адиабатическому с показателем $\gamma = 5/3$. Тогда, согласно [16], с учетом (1), приходим к приближенным выражениям

$$E_K \approx \frac{4\gamma}{(\gamma - 1)^2} E_T \approx \frac{15}{16} E; \quad (3)$$

$$E_T \approx 0.7E_L - E_K \approx \frac{E}{16}. \quad (4)$$

В процессе разлета, к определенному моменту времени t_0 , выравниваются и одновременно уменьшаются, практически до нуля, скорости ионизации и рекомбинации ионов в плазме. За это время их относительная концентрация спадает от единичного до некоторого асимптотического значения $k \leq 0.1$ [1, 15]. Такой процесс принято называть “закалкой” ионизационного состояния плазмы. Ему сопутствует одновременное увеличение скорости перемещения плазменного фронта $dR_{fr}(t)/dt$ до некоторого предельного значения V_{fr} . Экспериментально установленное время “закалки” определяется формулой (см. [1, 15])

$$t_0 \approx \frac{10a}{V_{fr}}. \quad (5)$$

Если для простоты предположить, что в плазме на момент завершения этого процесса содержатся, в основном, однозарядные ионы, то тепло-

вая энергия плазменного сгустка, запасаемая в рассматриваемом случае, оценивается по формуле

$$E_T \approx 3e \frac{N_{d0}\theta_0}{k} (1 + \chi^{-1}) [\text{Дж}], \quad (6)$$

где $\theta_0 = \theta(t_0)$ – температура плазмы в эВ, N_{d0} – число дейтронов в плазме на момент времени t_0 , e – элементарный электрический заряд.

На основании экспериментальных данных, приведенных в монографиях [1, 15], была получена эмпирическая зависимость начальной температуры от плотности потока энергии лазерного излучения на поверхности мишени q :

$$\theta_0 \approx 10^{-6} q^{4/9}. \quad (7)$$

С использованием формул (1), (4)–(6) и соотношения

$$q \approx \frac{E_L}{\pi a^2 \tau_L} \sim (10^{14} - 10^{15}) \text{ Вт/м}^2$$

получаем приближенную зависимость числа дейтронов в плазменном сгустке от параметров лазерной оптической системы на момент завершения процесса “закалки” ионизационного состояния плазмы, необходимую для дальнейшего моделирования диода:

$$N_{d0} \approx 2 \times 10^{23} \frac{k\chi E_L^{5/9} a^{8/9} \tau_L^{4/9}}{\chi + 1} \sim (10^{14} - 10^{15}). \quad (8)$$

Практическое отсутствие столкновений с момента t_0 позволяет рассматривать разлет ионов с различными массами независимо друг от друга. Тогда, с учетом (2) и (3), можно получить следующую связь между кинетической энергией и скоростями перемещения плазменных фронтов дейтерия и сопутствующего элемента – V_D и V_C :

$$\begin{aligned} E_K &\approx \frac{3}{2} \frac{M_D}{R_D^3} \int_0^{R_D} r^2 V(r)^2 dr + \frac{3}{2} \frac{M_C}{R_C^3} \int_0^{R_C} r^2 V(r)^2 dr = \\ &= \frac{3V_D^2 M_D}{2R_D^5} \int_0^{R_D} r^4 dr + \frac{3V_C^2 M_C}{2R_C^5} \int_0^{R_C} r^4 dr = \\ &= \frac{3M_D}{10} V_D^2 + \frac{3M_C}{10} V_C^2, \end{aligned} \quad (9)$$

где M_D и M_C – суммарные массы дейтериевого компонента и компонента сопутствующего ему вещества, определяемые выражениями

$$M_D = 2M \frac{\chi N_{d0}}{k}, \quad M_C = A_C M \frac{N_{d0}}{k}, \quad (10)$$

M – масса нуклона, A_C – атомная масса элемента сопутствующего вещества, R_D и R_C – радиусы плазменных фронтов дейтерия и сопутствующего элемента.

Используя выражения (1), (3) и (8)–(10), а также формулу

$$V_C \approx \sqrt{\frac{2}{A_C}} V_D,$$

получаем зависимость скорости фронта дейтерия от параметров лазерной оптической системы

$$V_D \approx 10^2 \frac{E_L^{2/9}}{a^{4/9} \tau_L^{2/9} \chi^{1/2}} \sim 10^5 \text{ м/с.} \quad (11)$$

Правильность формул (8) и (11) подтверждается хорошим совпадением расчетных результатов, полученных при их использовании, с данными коллекторных и спектрометрических измерений, приводимыми в работах [17, 18].

3. ЭМИССИОННАЯ СПОСОБНОСТЬ ПЛАЗМЫ ПО ДЕЙТРОНАМ

Предельная эмиссионная способность импульсного плазменного образования, каким является лазерная плазма, определяется только ее параметрами и задается суммой термической I_T и электродинамической I_E составляющих. Первая из них характерна для классических ионных источников с фиксированной стационарной поверхностью отбора ионов и определяется для рассматриваемого случая лазерно-плазменного источника дейтронов (ЛПИД) с помощью известной формулы (см., например, [19])

$$\begin{aligned} I_T(N_d, R_d) &\approx \frac{e}{4} n_d \sqrt{\frac{4e\theta}{\pi M}} 4\pi R_d^2 = \\ &= 15 \sqrt{\frac{e^3}{\pi M} \frac{a\theta_0^{1/2}}{N_{d0}} \frac{N_d^{4/3}}{R_d^2}} \approx 1.3 \times 10^{-14} \frac{a\theta_0^{1/2}}{N_{d0}} \frac{N_d^{4/3}}{R_d^2}, \end{aligned} \quad (12)$$

где

$$n_d \approx \frac{3N_d}{4\pi R_d^3} \sim (10^{20} - 10^{24}) \text{ м}^{-3},$$

R_d, N_d – текущие значения концентрации дейтронов, радиуса дейтронного фронта, числа дейтронов в плазме соответственно,

$$\theta \approx \theta_0 \left(\frac{10a}{R_d} \right)^2 \sim (0.1 - 10) \text{ эВ}$$

– ее температура. Последнее выражение вытекает из сделанного выше предположения об адиабатичности разлета плазмы.

Электродинамическая составляющая I_E связана с электронными колебаниями Ленгмюра в области плазменного фронта. Этот ток составляют ионы, извлекаемые из ионного шарового слоя, оголяющегося при отрицательной фазе колебаний, частота которых определяется известным (см., например, [20]) выражением

$$\omega = \frac{e}{\sqrt{\epsilon_0 m}} n_d^{1/2} \approx 54 n_d^{1/2} \sim (10^{11} - 10^{13}) \text{ Гц}, \quad (13)$$

где m – масса электрона. Правомерность подобного рассмотрения подтверждается сравнением с результатами компьютерного эксперимента, опубликованными в работе [20], в котором “методом укрупненных частиц” исследовались процессы, сопровождающие сферический разлет лазерной плазмы в вакуум.

Естественно полагать, что при образовании плазмы передаваемая ей энергия лазерного излучения равномерно распределяется по степеням свободы. Следствием является соизмеримость энергии колебаний Ленгмюра, приходящейся на один электрон, с кинетической энергией дейтрона на момент t_0 . Из этого факта вытекает оценка начальной амплитуды колебаний электронов в области плазменного фронта:

$$A(t_0) \approx \sqrt{\frac{2M}{m}} \frac{V_D}{\omega(t_0)}.$$

Выполнение условия $t_0 \gg 2\pi/\omega$ позволяет для анализа изменения амплитуды колебаний во времени использовать адиабатический инвариант

$$A(t)^2 \omega(t) = A(t_0)^2 \omega(t_0) = \text{const.}$$

В результате имеет место соотношение

$$A(t) = \sqrt{\frac{2M}{m}} \frac{V_D}{\sqrt{\omega(t_0)\omega(t)}}. \quad (14)$$

Как отмечалось выше, при отрицательной фазе колебаний Ленгмюра дейтроны в окрестности плазменного фронта оголяются и вовлекаются в процесс ускорения. Количество дейтронов, захваченных таким образом в процесс ускорения за один период колебаний, можно оценить, в предположении о нулевом градиенте дейтронной плотности, с помощью следующего приближенного соотношения:

$$\Delta N \approx 4\pi R_d^2 A n_d = 3 \frac{A N_d}{R_d}.$$

Из него вытекает, с учетом (13), (14), оценка

$$\begin{aligned} I_E(N_d, R_d) &\approx \frac{e\Delta N}{\Delta t} \approx \frac{3eAN_d\omega}{2\pi R_d} \approx \\ &\approx e \sqrt{\frac{M}{2m}} V_D \frac{N_d^{5/4} (10a)^{3/4}}{N_{d0}^{1/4} R_d^{7/4}}. \end{aligned} \quad (15)$$

Общая эмиссионная способность рассматриваемого лазерно-плазменного источника дейтронов будет определяться его током насыщения:

$$I_{em}(N_d, R_d) = I_T(N_d, R_d) + I_E(N_d, R_d). \quad (16)$$

4. ПРОЦЕССЫ ФОРМИРОВАНИЯ И УСКОРЕНИЯ ДЕЙТРОННОГО ПАКЕТА

Формирование и ускорение дейтронного пакета в диоде осуществляется под действием импульса напряжения

$$U(t) = U_m u(t - t_d),$$

где U_m – максимальное значение напряжения, $u(t)$ – функция, задающая форму высоковольтного импульса, $t_d > t_0$ – время задержки высоковольтного импульса относительно лазерного. В последних экспериментах с диодами на базе ЛПИД (см., например, [3]) в качестве источника ускоряющего напряжения использовалась модификация генератора Аркадьева–Маркса [22]. Высоковольтные измерения показали, что ему соответствует следующая форма импульса:

$$u(t) \approx \frac{t}{t_g} \exp\left(-\frac{t_g - t}{t_g}\right).$$

Параметр t_g означает время нарастания напряжения от 0 до максимума. Указанная зависимость будет использована в дальнейшем рассмотрении.

Процесс формирования и ускорения дейтронного пакета можно разбить на две стадии. На первой стадии ток дейтронов определяется на основании теории Богуславского–Чайлда–Ленгмюра [23, 24] известной формулой (закон “3/2”):

$$I_{BCL}(U_m, t) \approx \frac{16}{9} \pi \epsilon_0 \sqrt{\frac{e}{M}} \frac{U(t)^{3/2}}{\alpha\left(\frac{V_D t}{R_c}\right)},$$

где ϵ_0 – электрическая постоянная, R_c – радиус катода, а функция $\alpha(x)$ строится в соответствии с таблицей, представленной в монографии [24]. Зависимость числа дейтронов в плазме на этой стадии определяется формулой

$$N_{d1}(U_m, t) \approx N_{d0} - \frac{1}{e} \int_0^t I_{BCL}(U_m, u) du. \quad (17)$$

Вторая стадия начинается, когда ток $I_{BCL}(U_m, t)$ становится равным максимальному эмиссионному току, который может быть извлечен из плазмы. Момент t_1 перехода процесса формирования и ускорения дейтронов из первой стадии во вторую определяется из решения уравнения

$$I_{BCL}(U_m, t) = I_{em}[N_{d1}(t), V_D t].$$

Неизвестные функции $N_d(t)$ и $R_d(t)$ на второй стадии должны удовлетворять системе дифференциальных уравнений

$$\begin{cases} \frac{dN_d}{dt} \approx -\frac{I_{em}(N_d, R_d)}{e} \\ \frac{dR_d}{dt} \approx \frac{R_d}{t} - \frac{R_d}{3eN_d} I_{em}(N_d, R_d) \end{cases}, \quad (18)$$

с начальными условиями $N_d(t_1) = N_{d1}(t_1)$ и $R_d(t_1) = V_D t_1$.

Отрицательный член в правой части второго уравнения системы (18) определяет сокращение плазменного облака при извлечении дейтронов.

Предварительные оценки показали, что, при интересующих нас параметрах диода: $R_c < 0.1$ м, $E_L < 1$ Дж и $q \sim (10^{14} - 10^{15})$ Вт/м², – доля термической составляющей в эмиссионном токе составляет менее 1%. Это позволяет, при проведении компьютерных расчетов, пользоваться упрощенной системой уравнений, пренебрегая в (16) и (18) термической составляющей тока. После процедуры обезразмеривания расчетная система дифференциальных уравнений, с учетом (15), приобретает вид

$$\begin{cases} \frac{dv}{d\tau} \approx -29 \frac{v^{5/4}}{\rho^{7/4}} \\ \frac{d\rho}{d\tau} \approx \frac{\rho}{\tau} - 10 \frac{v^{1/4}}{\rho^{3/4}} \end{cases}, \quad (19)$$

где введены обозначения $\tau = t/t_0$, $\rho = R_d/(10a)$, $v = N_d/N_{d0}$.

Решение системы (19) осуществлялось на персональном компьютере методом Рунге–Кутты с видоизменением Гилла при начальных условиях

$$v\left(\frac{t_1}{t_0}\right) = \frac{N_d(t_1)}{N_{d0}} \quad \text{и} \quad \rho\left(\frac{t_1}{t_0}\right) = V_D t_1.$$

По результатам этого решения, с учетом эволюции плазменного образования на первой стадии процесса, получаем временные зависимости радиуса фронта дейтронов $R_d(t)$, их числа в плазменном сгустке $N_d(t)$, а также зависимости от времени тока дейтронов

$$I_d(t) = \begin{cases} I_{BCL}(U_m, t), & t_0 < t < t_1 \\ I_{em}\left[N_{d0} v\left(\frac{t}{t_0}\right), 10a\rho\left(\frac{t}{t_0}\right)\right], & t_1 \leq t \end{cases}$$

На рисунках, приводимых ниже, в качестве примера представлены характерные семейства этих зависимостей, полученные для диодной системы с параметрами: $R_c = 2.5 \times 10^{-2}$ м, $a = 10^{-4}$ м,

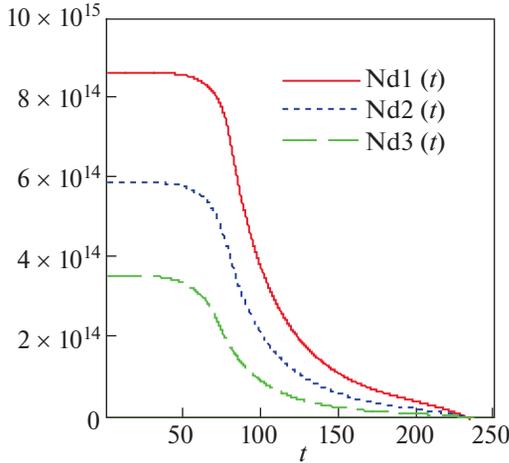


Рис. 1. Характерное семейство зависимостей от времени числа дейтронов в плазменном сгустке. Кривая 1 соответствует значению $E_L = 1$ Дж, 2 – $E_L = 0.5$ Дж, 3 – $E_L = 0.2$ Дж.

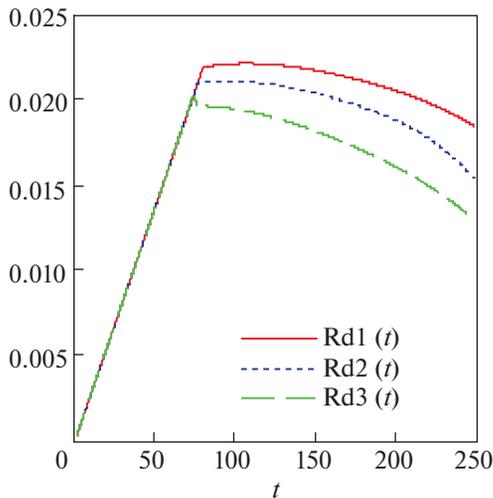


Рис. 2. Характерное семейство зависимостей от времени радиуса дейтронного фронта. Кривая 1 соответствует значению $E_L = 1$ Дж, 2 – $E_L = 0.5$ Дж, 3 – $E_L = 0.2$ Дж.

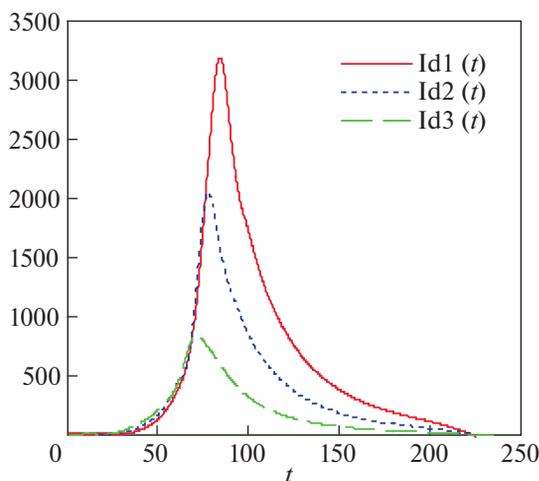


Рис. 3. Характерное семейство зависимостей от времени тока ускоренных дейтронов. Кривая 1 соответствует значению $E_L = 1$ Дж, 2 – $E_L = 0.5$ Дж, 3 – $E_L = 0.2$ Дж.

$\tau_L = 20$ нс, $U_m = 2.5 \times 10^5$ В, $t_g = 50$ нс, $t_d = 30$ нс, – на базе ЛПИД, использующего лазерную мишень из дейтерированного полиэтилена высокого давления $(CD_2)_n$.

5. ПЕРСПЕКТИВНЫЕ ОЦЕНКИ ПО ГЕНЕРАЦИИ НЕЙТРОНОВ В ДИОДЕ

Нейтронные характеристики предполагаемой УТ можно оценить, конкретизируя используемые в работе [5] соответствующие формулы для рассматриваемого диода с металло-трициевой нейтронообразующей мишенью в виде полусферы радиуса R_c , напыленной на внутреннюю поверхность катода. В этом случае выход нейтронов за один импульс срабатывания устройства в полный телесный угол будет определяться выражением

$$N_n \approx \frac{N_A \rho_{tg}}{2e(A_M + 3\chi_{tg})} \int_0^\infty I_d(t) \int_0^{U(t)} \sigma_{(d,t)}(T_d) F(T_d)^{-1} dT_d dt,$$

где N_A – число Авогадро, ρ_{tg} – плотность материала нейтронообразующей мишени, A_M – атомный номер металла носителя мишени, χ_{tg} – коэффициент стехиометрии материала мишени по тритию, T_d – кинетическая энергия дейтрона (кэВ),

$$\sigma_{(d,t)}(T_d) = 10^{-19} \frac{1.54}{T_d} \frac{\exp\left(-\frac{55}{\sqrt{T_d}}\right)}{3 \times 10^4 + (T_d - 96)^2} [\text{м}^2]$$

– сечение ядерной реакции $T(d,n)^4\text{He}$ [25], $F(T_d)$ – зависимость энергетических потерь дейтрона в мишени на единицу длины от его кинетической энергии.

В качестве примера был сделан расчет нейтронного выхода предполагаемого устройства на базе УТ с диодной системой, рассмотренной в предыдущем разделе и снабженной титано-трициевой мишенью с коэффициентом стехиометрии $\chi_{tg} = 1.5$. Энергетические потери дейтрона при этом определялись эмпирическим выражением

$$F(T_d) = 10^9 \left(\frac{18.2\sqrt{T_d} + 0.05T_d}{T_d^{1.275} + 492} + \chi_m \frac{2.35\sqrt{T_d}}{T_d^{1.275} + 365} \right),$$

полученным на основе данных из монографии [26].

В процессе проведенного компьютерного эксперимента было исследовано влияние на нейтронный выход предполагаемой УТ-энергии лазерного импульса, времени задержки высоковольтного импульса относительно лазерного, амплитуды ускоряющего напряжения и времени его нарастания.

На рис. 4 представлены расчетные зависимости нейтронного выхода в полный телесный угол

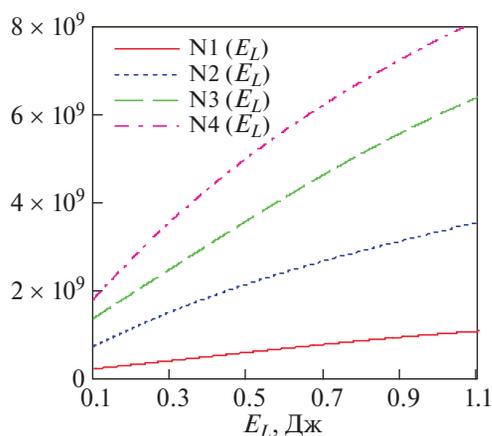


Рис. 4. Характерное семейство зависимостей нейтронного выхода от энергии лазерного импульса. Кривая 1 соответствует значению $U_m = 150$ кВ, 2 – $U_m = 200$ кВ, 3 – $U_m = 250$ кВ, 4 – $U_m = 300$ кВ.

от E_L , полученные для различных значений U_m , лежащих в диапазоне (150–300) кВ, при временной задержке 30 нс.

Выбранный диапазон U_m соответствует реальным условиям эксплуатации малогабаритных вакуумных УТ. Как видно из рисунка, в этом диапазоне характер зависимостей нейтронного выхода от энергии лазерного импульса близок к линейному. Причем это свойство, как показывает математический эксперимент, сохраняется в диапазоне временных задержек t_d от 0 до 100 нс.

Было обнаружено существование для каждой пары значений E_L и U_m оптимальной временной задержки, при которой нейтронный выход достигает максимума. Это иллюстрирует рис. 5, где представлены зависимости нейтронного выхода в полный телесный угол от времени задержки t_d , полученные для различных значений E_L , при $U_m = 200$ кВ.

Представленные выше семейства кривых получены для ускоряющего импульса с временем нарастания $t_g = 50$ нс. Компьютерный эксперимент показал, что его варьирование на уровне 50% от указанного значения не меняет существенным образом картину электродинамических и нейтронных характеристик рассматриваемого диода. Максимальный нейтронный выход, полученный при проведении компьютерного эксперимента в рассматриваемом диапазоне параметров, достигал значения $N = 10^{10}$ н/имп.

Полученные зависимости позволяют оценить перспективный поток нейтронов Q в полный телесный угол, который может быть получен с импульсным нейтронным генератором, использующим предполагаемую к разработке УТ, на базе рассматриваемого диода и разработанного в Ин-

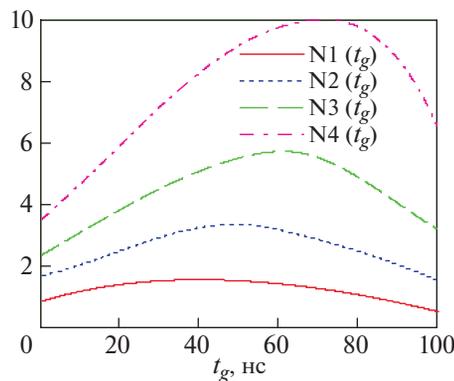


Рис. 5. Характерное семейство зависимостей нейтронного выхода от времени задержки ускоряющего импульса (относительные единицы). Кривая 1 соответствует значению $E_L = 0.1$ Дж, 2 – $E_L = 0.25$ Дж, 3 – $E_L = 0.5$ Дж, 4 – $E_L = 1.0$ Дж.

ституте лазерных и плазменных технологий НИЯУ МИФИ компактного источника высокого напряжения на базе управляемого генератора Аркадьева–Маркса [21], способного создавать в периодическом режиме с частотой $f = 10$ Гц импульсы высокого напряжения с параметрами обозначенными выше. Оценка нейтронного потока дает значение $Q = N \cdot f = 10^{11}$ н/с.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ. АНАЛИЗ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

1. Предложена и разработана новая физическая модель сферического импульсного диода с лазерно-плазменным анодом для ускорения дейтронов и генерации нейтронов, использующая представления о разлете плазмы в виде сферической ударной волны Римана и влиянии на процесс извлечения дейтронов колебаний Ленгмюра в области границы плазма–вакуум.

2. В рамках предложенной модели, процесс формирования дейтронного пакета разбивается на два этапа, на первом из которых ток ионов соответствует закону “3/2”, а на втором определяется только параметрами плазмы.

3. С использованием развитых физических представлений был разработан алгоритм, с помощью которого проведен соответствующий компьютерный эксперимент по исследованию временных характеристик дейтронного пакета, формируемого в диоде, а также зависимостей нейтронного выхода предполагаемой малогабаритной УТ на базе рассматриваемого диода от параметров лазерного и высоковольтного импульсов.

4. В результате компьютерного эксперимента установлено, что рассматриваемый диод при

геометрических размерах ≤ 0.1 м позволяет формировать дейтронные пакеты с амплитудой тока \sim кА, с длительностью импульса на полувысоте ~ 10 нс.

5. В результате компьютерного моделирования нейтронных характеристик предполагаемой к разработке УТ была показана возможность генерации нейтронных потоков в полный телесный угол на уровне, превышающем – более чем на порядок – потоки, излучаемые известными вакуумными УТ.

6. Показана возможность регулирования нейтронного потока путем изменения времени задержки между лазерным и высоковольтным импульсами с выходом на оптимальное значение.

7. Погрешности определения характеристик диода и нейтронного выхода, по оценкам автора, составляют не более 10% и определяются, в основном, влиянием на формирование плазменного анода ионов сопутствующего элемента, фронт которых существенно отстает от фронта дейтронного компонента, и частичным нарушением сферической симметрии разлета плазмы. В настоящее время автор работает над усовершенствованием модели, связанным с учетом указанных факторов.

8. В дальнейшем, с целью сравнения результатов теории и эксперимента, предполагается проведение работ по макетированию диода на разработанных в Институте лазерных и плазменных технологий НИЯУ МИФИ и успешно апробированных (см., например, [3]) вакуумном и лазерном стендах.

Данная работа выполнена в рамках программы повышения конкурентоспособности НИЯУ МИФИ и была доложена на 4-й Международной конференции “Лазерные и плазменные технологии, ЛАПЛАЗ-2020”. Автор считает своим приятным долгом поблагодарить сотрудников кафедры “Физика плазмы” НИЯУ МИФИ за полезные обсуждения и ценные замечания, сделанные на этой конференции, а также выразить глубокую признательность покойному проф. В.А. Курнаеву за поддержку работы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Ананьин О.Б., Афанасьев Ю.В., Быковский Ю.А., Крохин О.Н.* Лазерная плазма. Физика и применение. М.: МИФИ, 2003.
2. *Kuzenov V.V., Ryzhkov S.V.* // Phys. Plasmas. 2019. V. 26 (9). 092704.
3. *Шиканов А.Е., Вовченко Е.Д., Козловский К.И.* // Атомная энергия. 2015. Т. 119 (4). С. 210.
4. *Шиканов А.Е., Вовченко Е.Д., Козловский К.И., Шатохин В.Л.* // Письма ЖТФ. 2015. Т. 41 (10). С. 104.
5. *Диденко А.Н., Шиканов А.Е., Ращиков В.И., Рыжков В.И., Шатохин В.Л.* // ЖТФ. 2014. Т. 64 (6). С. 119.
6. *Диденко А.Н., Шиканов А.Е., Козловский К.И., Шатохин В.Л., Пономарев Д.Д.* // Физика плазмы. 2014. Т. 40 (11). С. 1025.
7. *Ананьин О.Б., Цыбин А.С., Козловский К.И., Шиканов А.Е.* // Ат. энергия. 2013. Т. 115 (2). С. 115.
8. *Bespalov D.F., Kolomiets N.F., Martianov I.A., Shikanov A.E.* // Nucl. Geophys. 1992. V. 6 (1). P. 125.
9. Сб. материалов Международной научно-технической конф. “Портативные генераторы нейтронов и технологии на их основе”. М.: ВНИИА им. Н.Л. Духова, 2004. С. 286.
10. *Диденко А.Н., Ращиков В.И., Рыжков В.И., Цыбин А.С., Шиканов А.Е.* // Атомная энергия. 2012. Т. 112 (3). С. 189.
11. *Kuznetsov A.Yu., Tsybin A.S., Shikanov A.E.* // Radiation Physics and Chemistry. 2002. V. 64 (4). P. 257.
12. *Shikanov A.E.* // Sov. Phys. J. 1988. V. 31 (2). P. 141.
13. *Войтенко В.А., Гулько В.М., Коломиец Н.Ф., Шиканов А.Е., Яковлев К.И.* // ПТЭ. 1988. № 5. С. 34.
14. *Диденко А.Н., Ращиков В.И., Рыжков В.И., Шиканов А.Е.* // Письма ЖТФ. 2011. Т. 37. Вып. 21. С. 70.
15. *Быковский Ю.А., Неволин В.Н.* Лазерная масс-спектрометрия. М.: Энергоатомиздат, 1985.
16. *Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П.* Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Физматлит, 2008.
17. *Вергун И.И., Козловский К.И., Козырев Ю.П., Цыбин А.С., Шиканов А.Е.* // ЖТФ. 1979. Т. 49 (5). С. 2003.
18. *Tsybin A.S., Shikanov A.E.* // Sov. Phys. J. 1985. V. 28 (8). P. 609.
19. *Габович М.Д.* Физика и техника плазменных источников ионов. М.: Атомиздат, 1972.
20. *Хора Х.* Физика лазерной плазмы. М.: Энергоатомиздат, 1986. С. 26.
21. *Быковский Ю.А., Дегтяренко Н.Н., Елесин В.Ф., Кондрашев В.Е., Ловецкий Е.Е.* // ЖТФ. 1972. Т. 42 (12). С. 2340.
22. *Вовченко Е.Д., Исаев А.А., Козловский К.И., Шиканов А.Е., Школьников Е. Я.* // ПТЭ. 2017. № 3. С. 60.
23. *Богуславский С.А.* // Труды гос. экспериментального электротехнического ин-та. 1924. Вып. 3. 1924. С. 18.
24. *Форрестер А.Т.* Интенсивные ионные пучки. М.: Мир, 1992.
25. *Власов Н.А.* Нейтроны. М.: Наука, 1971.
26. *Готт Ю.В.* Взаимодействие частиц с веществом в плазменных исследованиях. М.: Атомиздат, 1978.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПОБОЧНЫХ ЯВЛЕНИЙ, ВОЗНИКАЮЩИХ ПРИ ОЧИЩЕНИИ ПОВЕРХНОСТИ ВОЛЬФРАМА С ПОМОЩЬЮ ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА В ВОДОРОДЕ

© 2021 г. F. Sedighi^a, C. Rasouli^a, D. Irajib^{*,*}, A. Kouhi^a, H.R. Kheiri^c,
H. Rasouli^a, M. Seyedhabashi^a

^a Plasma Physics and Nuclear Fusion Research School, Nuclear Science and Technology Research Institute,
PO Box 14155-1339, Tehran, Iran

^b Energy Engineering and Physics Department, Amirkabir University of Technology,
P.O. Box 1591634311 Tehran, Iran

^c Physics & Accelerators Research School, Nuclear Science and Technology Research Institute,
PO Box 14395-836, Tehran, Iran

*e-mail: iraji@aut.ac.ir

Поступила в редакцию 01.04.2020 г.

После доработки 06.08.2020 г.

Принята к публикации 14.08.2020 г.

Очищение стенок камеры с помощью тлеющего разряда в водороде (ТРВ) — это стандартная процедура предварительной подготовки камеры на существующих токамаках, также ее предполагается использовать и на строящихся термоядерных установках, включая ИТЭР. Из-за низкой энергии ионов водорода в тлеющем разряде, вероятность, что обращенные к плазме компоненты установки получат сколь-нибудь значительные повреждения, пренебрежимо мала. В данной работе представлены результаты исследования воздействия плазмы ТРВ на образцы вольфрама, помещенные в камеру токамака Damavand во время проведения стандартной тренировки стенок вакуумной камеры. Для исследований использовался вольфрам, поскольку он рассматривается как наиболее вероятный кандидат для изготовления обращенных к плазме частей токамаков. После стандартной процедуры очищения стенок камеры тлеющим разрядом в чистом водороде, на поверхности вольфрамовых образцов были обнаружены наноструктурные пучки (nano-structure bundles, NSBs), слабо прикрепленные к поверхности образца. Образование NSB, которые могут быть источником поступления пыли в плазму, может оказаться важным вследствие их возможного влияния на функционирование будущих термоядерных установок. Формирование NSB наблюдалось на вольфрамовых образцах при температуре их поверхности менее 370 К после бомбардировки ионами водорода с энергиями ≈ 120 эВ и интегральной плотностью потока $\approx 2-3.5 \times 10^{22} \text{ м}^{-2}$ в течение 2.5–4 ч. Поверхностные изменения образцов, подвергнутых воздействию плазмы ТРВ, исследовались посредством взятия проб материала, а также с использованием нескольких методов анализа поверхности, таких как SEM (сканирующий электронный микроскоп), EDX (энергодисперсионная рентгеновская спектроскопия), XRD (рентгеновская дифракция) и ERDA (спектроскопия ядер отдачи). Таким образом, при проведении процедуры очищения стенок вакуумных камер установок, предназначенных для удержания плазмы, с помощью ТРВ, следует обращать внимание на формирование неплотных наноструктур на поверхности стенок, которые могут негативно сказываться на функционировании и результатах работы токамаков.

Ключевые слова: очищение камеры тлеющим разрядом в водороде, обращенные к плазме материалы, наноструктурные пучки, “пух” на поверхности металлов, токамаки

DOI: 10.31857/S0367292121030100

1. ВВЕДЕНИЕ

Взаимодействие плазмы с внутренними элементами вакуумных камер, так называемыми обращенными к плазме материалами (ОПМ), является одной из критических проблем термоядерных установок. Оно изучается уже на протяжении многих лет, поскольку сильно влияет как на саму

плазму, так и на ОПМ. Вольфрам (W), тугоплавкий металл имеющий самую высокую температуру плавления среди всех металлов ($T_{nl} = 3695$ К), считается основным кандидатом для использования в качестве ОПМ в будущих термоядерных реакторах, включая ИТЭР [1–3]. Он обладает подходящими тепловыми и механическими свой-

ствами, низким коэффициентом распыления, низким порогом активации, и приемлемой стойкостью к нейтронному облучению. Однако многочисленные исследования воздействия ионов плазмы на поверхность W выявили некоторые специфические проблемы, возникающие при его использовании [3–8]. Несколько недавно проведенных экспериментов показали, что окружающая плазма может вызывать изменения поверхности вольфрама, наиболее важными из которых являются формирование и рост раковин, пузырей, микроструктур, а также рекристаллизация поверхности и изменения ее морфологии. Одна из наиболее важных проблем связана с образованием микро/наноразмерных структур, поскольку при этом происходит изменение свойств первой стенки, таких как ее теплопроводность и условия плавления. Кроме того, возможно, что с течением времени эти структуры будут отделяться от поверхности вольфрама и становиться источником пылевых частиц в плазме.

Обзор разнообразных наноструктур, формирующихся в термоядерных установках, представлен в работе [9]. Кроме того, в работе [10], основной целью которой является привлечение внимания научного сообщества к актуальным проблемам взаимодействия плазмы с вольфрамом в токамаках, можно найти полезный обзор структур, которые могут формироваться на поверхности вольфрама. В зависимости от формы эти наноструктуры известны под разными названиями, такими как цветная капуста, пух, дендрит, и т. д. Одна из вызывающих беспокойство наноструктур, называемая пухом, была впервые описана более десяти лет назад [11]. Пух, растущий в соответствующих условиях на поверхности вольфрама под воздействием гелиевой плазмы токамака, обычно полностью покрывает его поверхность. Однако при определенных условиях пух может появляться в виде отдельных “островков”, которые также называют пучками наноструктурных волокон (nano-tendrils, NTBs) [12–16]. Рост пуха влияет на свойства вольфрамовой поверхности, что отрицательно сказывается на характеристиках плазмы и ее удержании. Хотя рост пуха и полезен с точки зрения некоторых коммерческих и промышленных приложений [17], а также, вероятно, улучшает некоторые свойства поверхности, например, формирует более высокую устойчивость поверхности к растрескиванию [18, 19], его негативное влияние внушает серьезные опасения [19–21]. В настоящее время самой серьезной проблемой, связанной с этим явлением, является выброс вольфрама в плазму. Как правило, вольфрамовый пух держится на поверхности не прочно, и может быть легко отделен от нее, становясь источником загрязнения плазмы [2, 18, 19, 22–26]. Исследователи пытаются понять, почему и как образуются и растут эти нанострукту-

ры. Первоначально предполагалось, что формирование наноструктур в форме пуха происходит только при высоких температурах, но в недавних работах было показано, что эти наноструктуры могут формироваться и при гораздо более низких температурах, порядка 400 К [27]. Хотя и существуют физические модели, разработанные для описания роста наноструктурированного вольфрамового пуха, точный механизм его образования и роста до сих пор неизвестен [28–39].

Однако в литературе можно отыскать плодотворные обсуждения природы этого явления. В работе [40] выдвигалось предположение, что образование наноструктуры типа пуха связано с наличием на поверхности микротверстий, и сообщалось, что образование наноструктур наблюдалось также и на поверхности молибдена (Mo). Кроме того, в работе [41] представлена вязкоупругая модель роста пуха, которая объясняет рост наноразмерных волокон наличием вязкого потока атомов W, вызванного градиентом напряжения, создаваемым давлением пузырьков, возникающих внутри пальцевидных волокон. Однако, осталось неясным, почему эти пальцевидные волокна не разрываются, когда пузырьки лопаются. В этом отношении представляется интересной модель, представленная в работе [42]. Согласно этой модели, адсорбированные атомы W играют важную роль в формировании наноструктур в форме пуха. Порог образования адсорбированных атомов составляет около одной трети пороговой энергии распыления. Таким образом, пороговая энергия образования адсорбированных атомов при взаимодействии с ионами He⁺ составляет около 30 эВ, что согласуется с величиной пороговой энергией ионов He⁺ (~25 эВ), необходимой для образования наноструктур в форме пуха [40]. Кроме того, в рамках этой модели получена временная зависимость между длиной наноструктуры и временем экспозиции, которая количественно согласуется с экспериментальными результатами.

С другой стороны, очищение тлеющим разрядом (ТР) является одним из наиболее часто используемых методов предварительной подготовки стенок камеры токамаков к работе. Тлеющий разряд, очищающий камеру установки, представляет собой низкотемпературный плазменный разряд постоянного тока, горящий в отсутствие тороидального магнитного поля. Анодами служат один или несколько электродов, помещенных в вакуумную камеру, а катодом служит вся стенка вакуумной камеры. При очищении камеры с помощью ТР основной эффект состоит в том, что на поверхности и в приповерхностных областях первой стенки уменьшается количество примесей с низким z . Таким образом, поверхностные концентрации этих примесей снижаются, и возмож-

ное загрязнение высокотемпературной плазмы при взаимодействии краевой плазмы со стенкой становится меньше. Есть и другой полезный эффект от обработки стенок камеры с помощью ТР – это снижение количества униполярных дуг, возникающих в рабочих режимах. По мере увеличения времени воздействия тлеющего разряда экспоненциально уменьшается количество мест на поверхности камеры, где могут возникать униполярные дуги, являющиеся источниками поступления примесей в рабочих режимах работы с высокотемпературной плазмой [43, 44].

При очищении стенок тлеющим разрядом обычно используют разряды в водороде, гелии или неоне [1, 45–47]. Очищение с помощью тлеющего разряда в водороде (ТРВ) является эффективным методом снижения количества примесей углерода и кислорода на поверхности стенок камеры токамака. ТРВ используется для предварительной подготовки стенок вакуумных камер существующих установок [47–49], и предполагается его использование на проектируемых установках для удержания плазмы, включая ИТЭР [50]. В работах [47, 51] исследовалось воздействие процедуры очищения с помощью ТР на ОПМ. По мнению авторов работ в этой области из-за низкого значения энергии, которой обладают ионы водорода в тлеющем разряде, вероятность, что обращенные к плазме компоненты установки получат сколь-нибудь значительные повреждения при проведении очищения стенок с помощью ТРВ, является пренебрежимо малой. В настоящей работе вольфрам и молибден – основные кандидаты для использования в качестве ОПМ – рассматриваются с точки зрения микроструктуры, образующейся на поверхностях ОПМ. В работе показано, что в результате проведения серии стандартных процедур очищения камеры с помощью ТРВ, на поверхностях вольфрама и молибдена наблюдалось образование отдельно расположенных наноструктурных пучков (NSB). Отметим, что к настоящему моменту авторам неизвестны работы, в которых сообщалось бы о наблюдении образования наноструктур в результате проведения процедуры очищения камеры с помощью ТРВ. В данной работе впервые обсуждается экспериментальная установка, а также методы и результаты анализа, касающегося наблюдения NSB на поверхностях вольфрама и молибдена, возникших в результате проведения процедуры очищения стенок камеры токамака Damavand с помощью ТРВ. Тот факт, что это негативное явление возникает при проведении процедуры очищения стенок камеры с помощью ТРВ, которая является общепринятой при подготовке к эксперименту камер токамаков, требует глубокого осмысления. Необходимо также научиться точно прогнозировать вероятность формирования NSB

Таблица 1. Основные параметры токамака Damavand

| Параметр | Величина |
|-----------------------------|---------------------|
| Большой радиус | 0.36 м |
| Малый радиус | 0.07 м |
| Аспектное отношение | 5.1 |
| Вытянутость сечения | 1.2–1.4 |
| Объем вакуумной камеры | 0.91 м ³ |
| Тороидальное магнитное поле | 1.2 Тл |
| Максимальный плазменный ток | 35–40 кА |
| Время удержания плазмы | 21 мс |

на поверхностях ОПМ, чтобы избежать дорогостоящих последствий их негативного воздействия на работу токамаков следующего поколения.

2. ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ И УСЛОВИЯ ЭКСПЕРИМЕНТА

Эксперименты проводились на токамаке Damavand [52, 53]. В табл. 1 представлены основные параметры этого токамака. В последние годы большая часть экспериментов на токамаке Damavand была посвящена проблемам, связанным с возникновением убегающих электронов, функционированием системы питания и системам обратной связи для управления плазмой [54–61]. Поскольку наличие примесей на стенке вакуумной камеры играет большую роль в возникновении и существовании в плазме потоков убегающих электронов, а также с целью оптимизации процесса предварительной подготовки стенок для предотвращения образования этих электронов, была проведена серия экспериментов по улучшению предварительной подготовки стенки с использованием процедуры ее очищения тлеющим разрядом.

На рис. 1 показана временная зависимость давления в вакуумной камере токамака Damavand при проведении стандартной процедуры очищения камеры тлеющим разрядом [62]. Сначала с помощью роторных насосов проводится откачка камеры от атмосферного давления (~760 торр) до давления 4×10^{-2} торр. На следующем этапе используются турбомолекулярные насосы, откачивающие камеру до давления порядка 2×10^{-6} торр. После этого начинается процедура напуска газообразного водорода, а затем подается напряжение на электроды, расположенные внутри вакуумной камеры, которое создает и поддерживает плазму тлеющего разряда. После заверше-

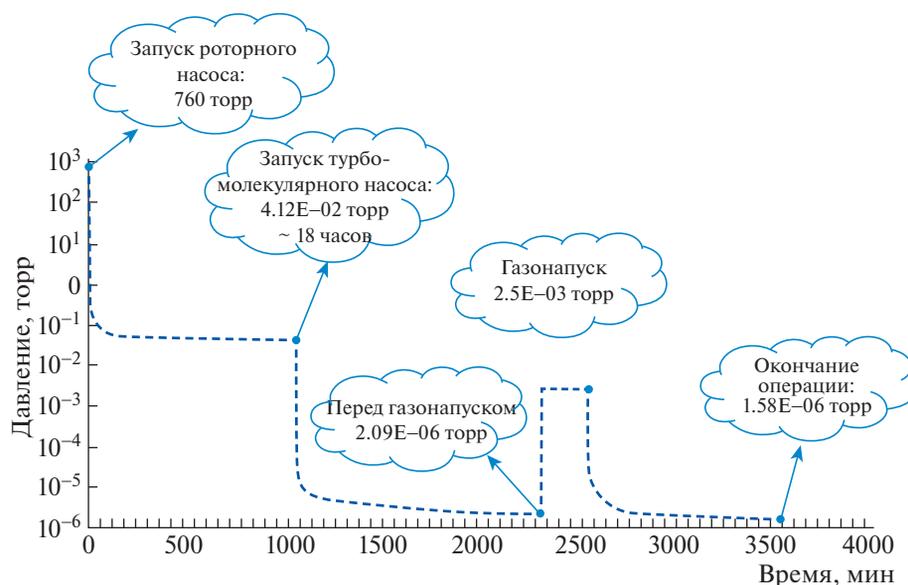


Рис. 1. Временная зависимость давления в вакуумной камере токамака Damavand при проведении стандартной процедуры очистки камеры тлеющим разрядом в водороде.

ния процедуры газонапуска камера токамака откачивается турбомолекулярным насосом до давления порядка 1.6×10^{-6} торр.

Поток ионов на стенку можно оценить, воспользовавшись соотношением $\Gamma = J/e$, где e и J — это заряд электрона и плотность тока соответственно. Поскольку полная площадь поверхности камеры токамака Damavand составляет примерно 3.98 м^2 , а измеряемый ток равен 1.5 А , то плотность тока будет порядка 0.377 А/м^2 [62]. Поэтому величина потока ионов составит приблизительно 2.6×10^{18} ионов/с $\cdot \text{м}^2$. Кроме того, поскольку процедура очистки камеры с помощью

ТРВ занимает 4 часа, то интегральная плотность потока ионов будет приблизительно равна 3.5×10^{22} ионов/м².

Вольт-амперная характеристика (ВАХ) тлеющего разряда в водороде, полученная с помощью ленгмюровского зонда, размещенного вблизи поверхности образца, показана на рис. 2 [62]. Анализируя вольт-амперные характеристики, можно получить информацию о таких параметрах плазмы, как ее потенциал, плотность ионов, электронная температура и дебаевский радиус. Для данной ВАХ эти параметры, соответственно, равны 236 В , $1.17 \times 10^{15} \text{ м}^{-3}$, 5.8 эВ , и 520 мкм . Поэтому толщина плазменного слоя составит $\sim 2.5 \text{ мм}$, что в 3–5 раз больше, чем дебаевский радиус.

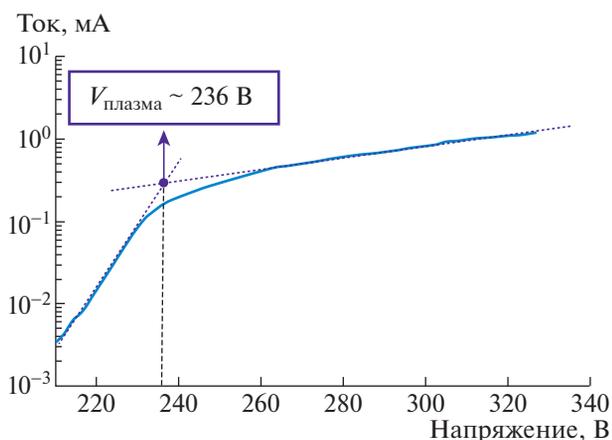


Рис. 2. Вольт-амперная характеристика ленгмюровского зонда.

С другой стороны, поскольку в токамаке Damavand давление плазмы при очищении камеры тлеющим разрядом в водороде составляет примерно 2.5×10^{-63} торр, длина свободного пробега будет порядка 35 мм [62]. Поскольку длина свободного пробега значительно превышает толщину слоя ($35 \gg 2.5 \text{ мм}$), при столкновении со стенкой энергия положительных ионов примерно равна потенциалу плазмы, деленному на заряд иона (в этом эксперименте она равна $\sim 240 \text{ эВ}$) [44]. При очищении камеры с помощью ТРВ основными положительно заряженными частицами являются ионы H_2^+ [44]. Когда ион H_2^+ сталкивается со стенкой, он разваливается на два протона, и его энергия распределяется поровну между

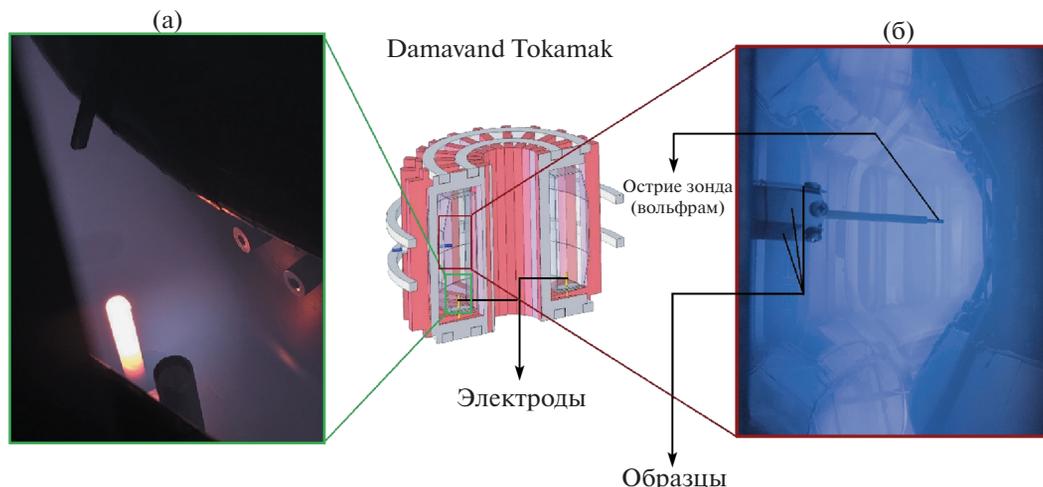


Рис. 3. Электрод (а); зонд двойного назначения, находящийся под воздействием плазмы ТРВ (б), представляет собой ленгмюровский зонд, корпус которого приспособлен для закрепления образцов исследуемого материала.

ними. Таким образом, каждый протон получает половину энергии, что составляет примерно 120 эВ.

В эксперименте использовались образцы, состоящие из чистого вольфрама (>99.9%), с размерами ($10 \times 20 \times 0.1 \text{ мм}^3$), производство компании PLANSEE. Образцы полировались до зеркального состояния. Полированные образцы устанавливались на подвижном держателе, образуя некий зонд, несущий образцы исследуемого материала. Этот зонд представляет собой ленгмюровский зонд, который приспособлен для того, чтобы на нем можно было закреплять образцы исследуемого материала. Корпус зонда, на котором закрепляются образцы, имеет электрический контакт с вакуумной камерой. Электроды тлеющего разряда, изготовленные из нержавеющей стали марки 316L, расположены в нижней части вакуумной камеры. Зонд, пластины для крепления образцов и электроды показаны на рис. 3.

Стандартная процедура очищения камеры с помощью ТРВ проводится в течение 2.5–4 часов. Используется газообразный водород чистотой 99.9995% при давлении 2.5×10^{-3} торр. Параметры разряда постоянного тока таковы: 1.5 А и 450 В. При проведении очищения камеры с помощью ТРВ температура образцов не поднималась выше 370 К. Температура измерялась пирометром. Кроме того, на зонде с образцами была установлена термопара, в то время как его острие подвергалось воздействию плазмы.

После того, как образцы подверглись воздействию тлеющего разряда, на их поверхности с помощью сканирующего электронного микроскопа (SEM) LEO 1455VP были обнаружены образовавшиеся NSB. Затем химический состав NSB опре-

делялся методом энергодисперсионной рентгеновской спектроскопии (EDX) совместно с SEM. Профили глубины пробега водорода определялись с использованием метода спектроскопии ядер отдачи (ERDA). ERDA спектры были получены с использованием пучка He^+ ионов с энергиями 1800 кэВ, создаваемого генератором Ван де Граафа с напряжением 3 МВ, изготовленном в NSTRI и имеющим энергетическое разрешение ± 1 кэВ [63]. Мишень была наклонена на угол 70° относительно луча. Система детектирования представляла собой поверхностно-барьерный детектор толщиной 300 мкм, расположенный под углом 30° относительно падающего пучка. Частицы отдачи детектировались непосредственно после фильтрации рассеянных вперед частиц каптонной фольгой толщиной 7 мкм. Другой поверхностно-барьерный детектор, расположенный под углом 165° к падающему лучу, использовался для контроля параметров самого пучка.

Заметим, что в эксперименте проводилась проверка, не являются ли NSB на поверхности вольфрамовых образцов просто пылью, образовавшейся в некоем другом месте камеры. Для этого вместе с образцами вольфрама воздействию плазмы тлеющего разряда подвергались также образцы молибдена и нержавеющей стали марок 316L и 304. Тесты показали, что NSB формируются только на поверхностях образцов W и Mo, а на образцах из нержавеющей стали обеих марок никаких следов NSB обнаружено не было. Эти эксперименты были повторены трижды, чтобы обеспечить достоверность результатов. Кроме того, чтобы исключить возможное влияние напряжения смещения зонда Ленгмюра на формирование NSB, эксперимент также был повторен в отсут-

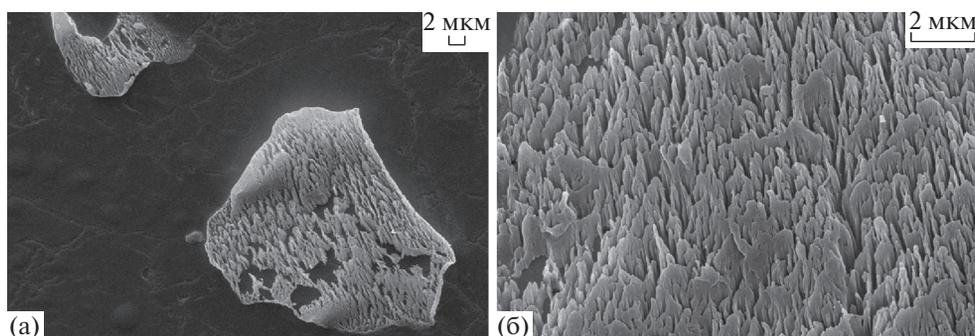


Рис. 4. Изображение NSB на поверхности вольфрама, полученное с помощью сканирующего электронного микроскопа (а); увеличенный фрагмент изображения NSB (б).

ствии зонда Ленгмюра. NSB наблюдались как в присутствии зонда Ленгмюра, так и без него. Поэтому можно заключить, что напряжение смещения ленгмюровского зонда не оказывает влияния на образование NSB.

3. ПОЛУЧЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 4 показано изображение поверхности вольфрамового образца, подвергнутого воздействию плазмы тлеющего разряда в водороде. Изображение получено с помощью SEM. Наноструктуры, образовавшиеся на поверхности образца, не покрывают ее полностью, а представляют собой изолированные островки. Площадь большинства таких островков порядка 400 мкм^2 . Количество островков, образующихся на поверхности, невелико, так что в среднем их количество составляет 15 островков на квадратный миллиметр. Другими словами, около 0.6% поверхности вольфрама покрыто NSB. Внутри островков имеется множество стержневидных структур, ширина и высота которых соответственно составляют примерно 100 нм и 2 мкм. Отметим, что в более ранних экспериментах высота наноструктур, создаваемых тлеющим разрядом в гелии, составляла от 50 нм до нескольких микрометров [64]. Кроме того, результаты компьютерного и физического моделирования показали, что толщина слоя наноструктурного пуха зависит от времени [42]. В будущих экспериментах необходимо тщательно исследовать, как время взаимодействия с плазмой тлеющего разряда влияет на формирование NSB, чтобы определить взаимосвязь между размером этих наноструктур и временем взаимодействия. Изображения поверхности, наклоненной на угол 75° , показанные на рис. 5, также иллюстрируют это явление. Кажется, что NSB некрепко держатся на поверхности и настолько рыхлые, что их можно легко отделить от поверхности. Чтобы подтвердить это предположение, после

получения изображений поверхности с помощью SEM поверхность образцов очищалась мягкой тканью, а затем повторно фотографировалась с помощью SEM. Результаты показали, что при этом количество островков NSB значительно уменьшалось. Таким образом, можно было предположить, что NSB имеют пористую структуру [65]. Следовательно, очищение поверхности тлеющим разрядом в водороде, которое является стандартным методом предварительной подготовки стенок токамаков, может само по себе быть источником загрязнения плазмы, и выброс этих NSB, слабо прикрепленных к стенкам, может ухудшить состояние плазмы и привести к ее резкому охлаждению.

С использованием метода энергодисперсионной рентгеновской спектроскопии (EDX), в составе NSB были обнаружены углерод и кислород. На рис. 6 показан химический состав проб, взятых из двух областей на поверхности вольфрама (одна область внутри островка NSB, а другая вне него). Четко видно, что С и О присутствуют только в пробе из области NSB.

В некоторых экспериментах, в которых исследовалась роль примесей в формировании NSB, поверхность вольфрама полностью покрывалась слоем пуха [13]. В эксперименте, описываемом в данной работе, NSB наблюдались только как изолированные островки, а полного покрытия поверхности образцов слоем пуха не наблюдалось. На рис. 7 можно видеть другое интересное явление, а именно, образование раковин рядом с NSB. На первый взгляд, одновременное наблюдение этих двух явлений (раковин и NSB) может навести на мысль, что между ними существует связь. Однако сравнение поверхности вольфрама и молибдена, подвергнутых одинаковой обработке, уменьшает обоснованность этого предположения. Как видно на рис. 7, на вольфрамовых поверхностях образуется множество раковин (с диаметрами от 0.1 до 10 мкм), в то время как на

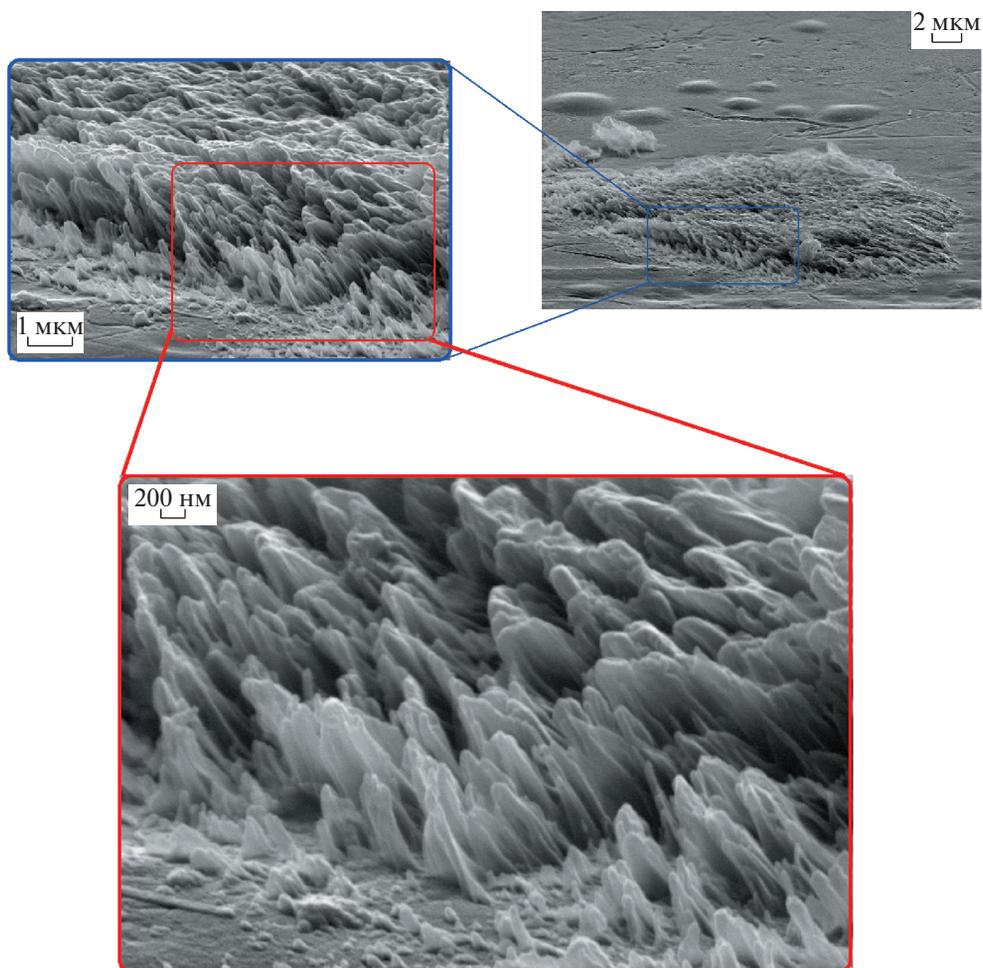


Рис. 5. Изображения NSB на поверхности вольфрама, полученные с помощью сканирующего электронного микроскопа (вид при наклонном падении луча).

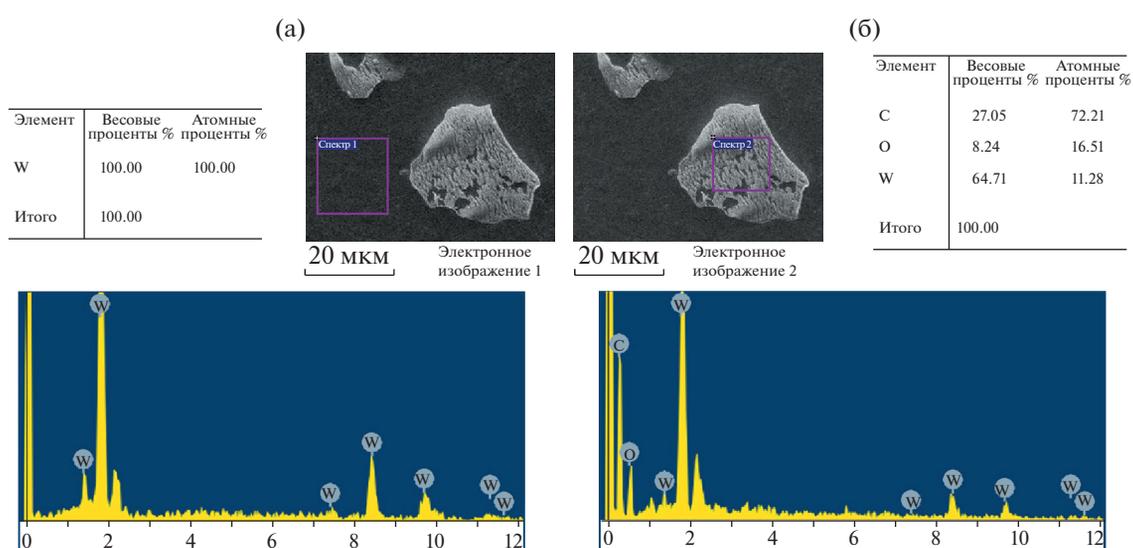


Рис. 6. Результаты энергодисперсионного рентгеновского анализа участков поверхности образца вольфрама снаружи (а) и внутри (б) островка пуха.

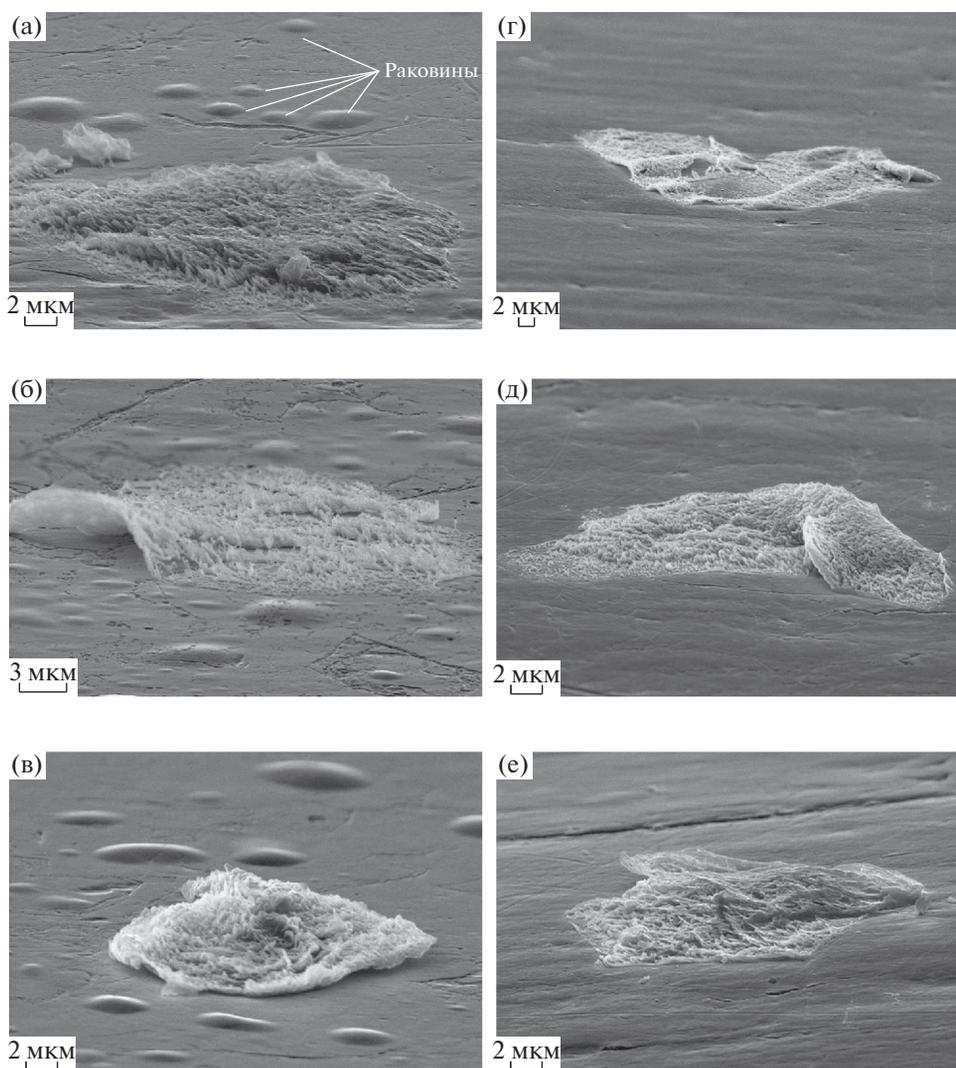


Рис. 7. Образование раковин отчетливо видно на изображениях поверхности вольфрама (а)–(в), полученных с помощью сканирующего электронного микроскопа, в то время как на изображениях поверхности молибдена (г)–(е) раковины отсутствуют.

поверхностях молибденовых образцов их нет совсем. Поэтому сравнение поверхностей W и Mo позволяет сделать важный вывод, что формирование раковин и NSB – это два отдельных явления, которые могут возникать независимо друг от друга; NSB могут формироваться и в условиях, не подходящих для образования раковин.

Чтобы исследовать удержание водорода в образцах W, был использован метод спектроскопии ядер отдачи (ERDA). На рис. 8а показаны измеренные спектры ERDA и спектры, полученные при моделировании, для контрольного образца W и образцов, подвергнутых воздействию тлеющего разряда в водороде, полученные с использованием пучка ионов ^4He с энергией 1800 кэВ. Моделирование проводилось с помощью кода SIMN-

RA7.01 [66]. В коде используются данные Циглера–Биерсака по тормозной способности и модель разброса потерь энергии Чу и Янга. Расчетные профили глубины пробега водорода для контрольного образца и образца, взаимодействовавшего с плазмой тлеющего разряда в водороде, показаны на рис. 8б. Исследовался приповерхностный слой водорода в образце до и после его бомбардировки водородом. Толщина слоя составила около 60 нм. Приповерхностное содержание водорода уменьшилось после взаимодействия поверхности образца с плазмой ТРВ. Кроме того, данные ERDA показывают, что после взаимодействия поверхности образца с плазмой ТРВ объемная концентрация водорода увеличивается. Это означает, что может существовать взаимосвязь

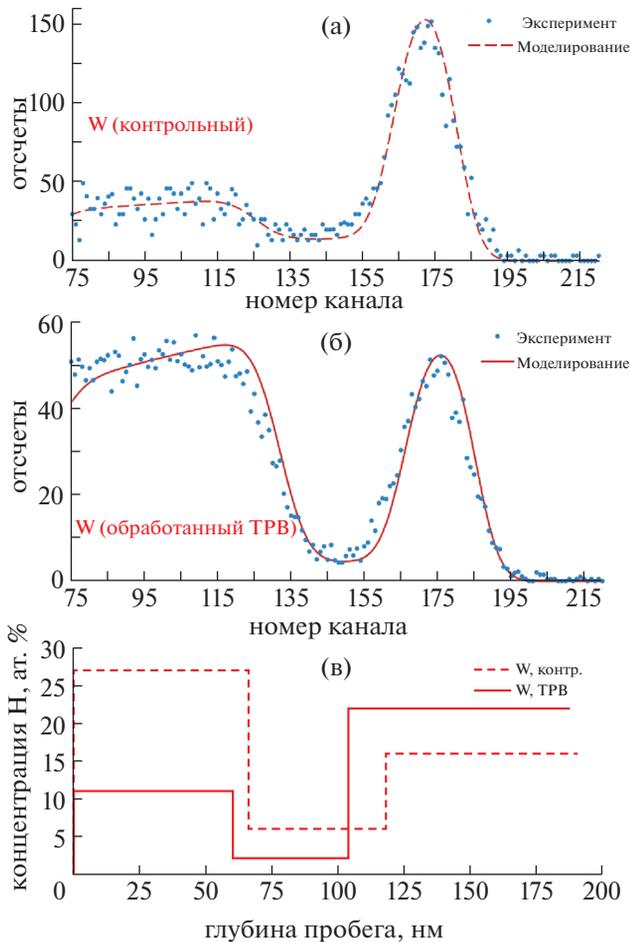


Рис. 8. Экспериментальные спектры ядер отдачи и спектры, полученные при моделировании, для контрольного образца W и образца, подвергнутого воздействию тлеющего разряда в водороде, полученные с использованием пучка ионов ^4He с энергией 1800 кэВ (а); соответствующие профили глубины пробега атомов водорода для контрольного и обработанного образцов W (б).

между удерживанием водорода внутри образцов и образованием раковин на поверхности образцов W. Эти результаты подтверждают результаты более ранних работ по исследованию удержания водорода и образования раковин на поверхности вольфрамовых образцов [67–69].

С помощью метода рентгеновской дифракции (XRD) исследовалась структура образцов, а именно, их фазовый состав, деформация и внутреннее напряжение. Дифрактограммы, полученные с помощью XRD, показаны на рис. 9. Изменение картины рассеяния характеризует детали структурных изменений поверхности вследствие воздействия TPB.

На необработанном образце W оба пика, соответствующие плоскостям (200) и (211), указывают на наличие объемно-центрированной кубической (ОЦК) кристаллической фазы в образце [70]. Кроме того, на дифрактограмме видно, что интенсивность пика, соответствующего плоскости (200), значительно превосходит соответствующую интенсивность для плоскости (211), что указывает на то, что контрольный образец был хорошо ориентирован относительно семейства плоскостей (200). На дифрактограмме образца, обработанного с помощью TPB, нет указаний на наличие новой плоскости, что свидетельствует о том, что воздействие TPB не привело к каким-либо структурным фазовым превращениям. После экспонирования образца заметны небольшие смещения дифракционных пиков по угловой оси 2θ . Смещение дифракционного пика на рентгеновской дифрактограмме указывает на возникновение внутренних напряжений [71]. Сдвиг пика указывает на уменьшение межплоскостного расстояния из-за возникновения напряжений сжатия [72]. Обычно существует несколько причин деформации решетки, таких как наличие

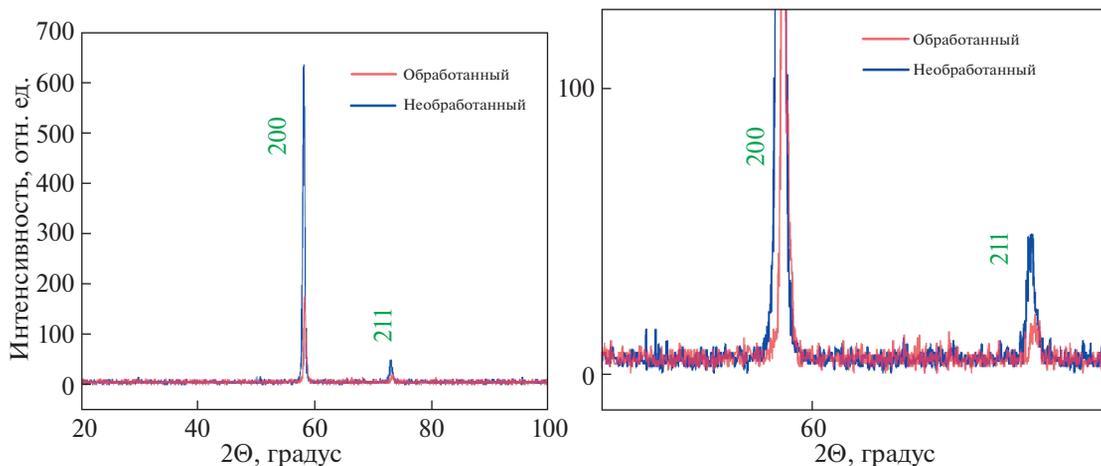


Рис. 9. Рентгеновские дифрактограммы для двух образцов вольфрама: контрольного и подвергнутого воздействию TPB.

Таблица 2. Результаты рентгеновского дифракционного анализа образцов вольфрама

| Плоскость кристалла | 2θ (°) | | ПШПВ ($2\theta^\circ$) | | Расстояние между плоскостями (Å) | | Размер зерна (нм) | |
|---------------------|---------------|--------------|--------------------------|--------------|----------------------------------|--------------|-------------------|--------------|
| | Контрольный | Обработанный | Контрольный | Обработанный | Контрольный | Обработанный | Контрольный | Обработанный |
| 2 0 0 | 58.13 | 58.32 | 0.472 | 0.472 | 1.586 | 1.582 | 28.9 | 33.1 |
| 2 1 1 | 73.06 | 73.29 | 0.528 | 0.768 | 1.294 | 1.291 | 20.9 | 210 |

дислокаций, микронапряжений, дефектов на границе зерен, дефектов упаковки, внутренних напряжений, дальнедействующих внутренних напряжений и точечных дефектов. Однако на рентгеновской дефектограмме внутренние напряжения являются основной причиной сдвига пиков. Внутреннее напряжение возникает из-за термического напряжения при быстром охлаждении и изменении объема на поверхности образца. Также может возникать дополнительное термическое напряжение из-за локального плавления в области воздействия ТРВ [72]. Размер кристалла можно рассчитать с помощью уравнения Дебая—Шеррера. Следующее уравнение, известное как уравнение Шеррера, позволяет получить средний размер зерна:

$$L_c = \frac{k\lambda}{\beta_{2\theta} \cos \theta}. \quad (1)$$

В уравнении k — это постоянная, связанная с формой кристалла, которая обычно принимается равной 0.94. L_c представляет собой средний размер кристалла, где λ , θ и $\beta_{2\theta}$ — это длина волны рентгеновского излучения, угол Брэгга в радианах и полная ширина на половине максимума пика в радианах соответственно [73]. Точные значения соответствующих параметров для вольфрамового образца приведены в табл. 2.

Механизм диффузии водорода в вольфраме в интервале температур 300–3000 К рассмотрен в [74]. Сделан вывод, что при низких температурах атомы водорода диффундируют по траектории ТМ–ТМ (от одного тетраэдрического междуузлия к другому). Однако с повышением температуры вероятность проникновения атома водорода в субстабильное ОМ (октаэдрическое междуузлие) возрастает, и также может происходить диффузия по траектории ТМ–ОМ–ТМ. В диапазоне более высоких температур атомы водорода будут диффундировать по обоим траекториям [74]. Взаимодействием дислокациями в вольфраме было также исследовано с помощью молекулярно-динамического моделирования [75]. Было показано, что атомы водорода будут выстраиваться в виде удли-

ненных кластеров вдоль дислокационных линий. В связи с этим удержание водорода в W имеет прямое отношение к образованию раковин на поверхности вольфрама за счет пузырей водорода, что делает важным исследование удержания водорода. В работе [76] также было проведено молекулярно-динамическое моделирование и описано формирование наноструктуры на поверхности W в результате облучения ее ионами. Исследование показало, что наноструктуры образуются из-за напряжения, индуцированного в приповерхностной области ОПМ в результате взаимодействия с плазмой и ионной бомбардировкой. Следовательно, изменения поверхности образцов могут быть связаны с модификациями, выявленными при рентгеноструктурном анализе.

При увеличении времени воздействия ТРВ с 2.5 до 4 часов (что вызывает возрастание интегральной плотности потока ионов с 2×10^{22} до $3.5 \times 10^{22} \text{ м}^{-2}$) форма NSB заметно меняется (см. рис. 10). Вместо прямых и вертикальных структур видны деформированные и размытые формы. Похоже, что интегральная плотность потока ионов в большей степени определяет форму NSB. Для формирования NSB должны быть выполнены определенные условия по температуре поверхности, энергии и интегральной плотности потока падающих ионов. Несомненно, что упомянутые выше условия (температура поверхности <370 К, энергия падающих ионов ~120 эВ, и интегральная плотность потока ~2–3.5 × 10²² м⁻²) подходят для формирования NSB, а для выяснения общих условий для формирования NSB при взаимодействии поверхности с ТРВ необходимо провести большее количество экспериментов, которые позволят достигнуть более глубокого понимания этого явления.

Здесь заметим, что неоднородная стохастическая кластеризация поверхностей со статистически самоподобной зернистой структурой, имеющей масштабы в диапазоне от нано- до макроразмеров, таких как структуры с формой типа пуха и цветной капусты, наблюдалась на различных термоядерных установках [10, 77–81]. Существует несколько параметров: химическое и физическое распыление, термический отжиг под действием

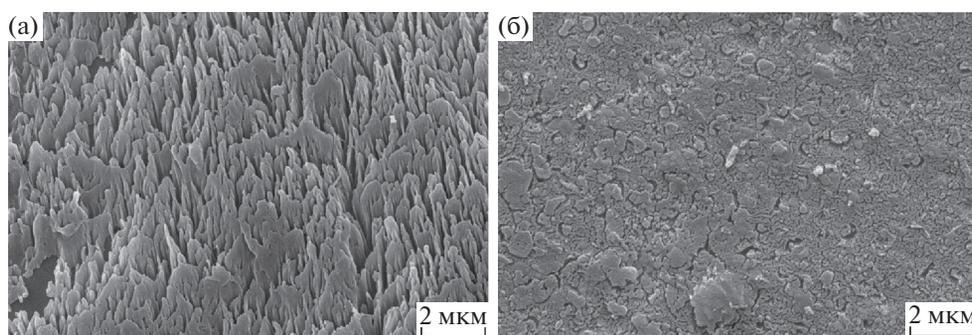


Рис. 10. Изображения поверхностей вольфрама, подвергнутых воздействию потоков ионов со следующими интегральными плотностями: низкой ($2 \times 10^{22} \text{ м}^{-2}$) (а) и высокой ($3.5 \times 10^{22} \text{ м}^{-2}$) (б). Изображения получены с помощью сканирующего электронного микроскопа.

плазменного теплового потока, эрозия материала и повторное осаждение, которые могут повлиять на формирование этих структур [81]. Чтобы объяснить возникновение NSB, следует принимать во внимание как внутренние, так и внешние эффекты. Поскольку NSB до некоторой степени похожи на обычные наноструктуры пуха (по крайней мере, по форме), то сначала следует обдумать вопрос, может ли тот же фактор, который вызывал формирование пуха в гелиевом разряде, вызвать и образование этих NSB. Авторы работы [82] считают, что при образовании обычного пуха большую роль играют внутренние эффекты. Они предположили, что агломерация атомов гелия в моновакансии не ограничена, тогда как энергия связи водорода становится отрицательной, когда число атомов водорода превышает 7, т.е. агломерация атома водорода ограничена до некоторой степени. Кроме того, было показано, что атом гелия в вольфраме диффундирует быстрее, чем атом водорода, что указывает на то, что атомы гелия имеют более высокую вероятность собираться в кластеры и превращаться в более крупные пузырьки гелия. Кроме того, для образования пуха необходимо наличие пузырьков, содержащих атомы водорода, тогда как результаты исследований методом спектроскопии ядер отдачи показывают, что поверхностное содержание водорода в образцах снижается после обработки образца плазмой ТРВ. Как упоминалось ранее в этой статье, результаты энергодисперсионной рентгеновской спектроскопии (EDX) показывают, что химический состав NSB состоит из вольфрама, кислорода и углерода, тогда как согласно [11] образующийся пух состоит только из вольфрама. Поэтому представляется маловероятным, что формирование NSB происходит под действием внутреннего процесса.

Из-за наличия примесей углерода и кислорода, выявленного при EDX-анализе, а также поскольку это явление проявляется дискретным об-

разом, вероятно, его причиной является внешний процесс. Работы [12–14] могут помочь разобраться в причинах возникновения NSB. В [13] сообщалось, что NSB могут формироваться при воздействии на образец плазмы разряда постоянного тока в гелии, в котором присутствуют примесные газы, такие как Ne, Ar, N_2 , а также остаточный воздух. Кроме того, в [12] было обнаружено, что добавление 0.01% примеси углерода в гелиевую плазму может также приводить к образованию NSB. Отметим, что изменение типа газовой примеси, а также незначительное изменение процентного содержания примесей привело к значительным морфологическим изменениям на вольфрамовых поверхностях [12–14]. Принимая во внимание эти статьи, а также результаты, представленные в данной статье, можно предположить, что на формирование NSB влияют скорее не внутренние, а внешние процессы, такие как процессы эрозии и осаждения. Подчеркнем еще раз, что образование NSB произошло при воздействии на образцы плазмы тлеющего разряда в водородной среде, что является стандартным методом предварительной подготовки и очищения стенок камер токамаков. Вполне естественно, что до начала очищения стенок плазмой ТРВ некоторое количество молекул воздуха поглощается стенкой токамака. Следовательно, при выполнении процедуры очищения с помощью ТРВ эти поглощенные атомы могут попасть в вакуумную камеру и увеличить количество примесей в разряде.

4. ВЫВОДЫ

В данной статье впервые представлены данные по образованию наноструктурных пучков (NSB) на образцах вольфрама при проведении стандартной процедуры очищения поверхности образцов тлеющим разрядом в водородной среде при энергии падающих ионов 120 эВ, интегральной плотности потока $2\text{--}3.5 \times 10^{22} \text{ м}^{-2}$ и температуре поверхности

менее 370 К. Поскольку при химическом анализе образцов (как вольфрама, так и молибдена) в составе NSB были обнаружены примеси кислорода и углерода, то представляется вероятным, что эти примеси играют решающую роль в образовании NSB. Вероятно, углерод и кислород увеличивают скорость процессов эрозионного осаждения, в результате которых и происходит образование NSB, а не за счет внутренних процессов, таких как накопление водорода под поверхностью вольфрама. Наблюдаемые NSB слабо прикреплены к поверхности образцов. Следует помнить, что вольфрам является основным кандидатом для изготовления обращенных к плазме компонентов будущих токамаков-реакторов. Поэтому образование наноструктур в виде пуха на стенках вакуумных камер установок, предназначенных для удержания плазмы, во время проведения очистки стенок плазмой тлеющего разряда в водороде, что является стандартной процедурой предварительной подготовки стенок камер токамаков, указывает на возможное негативное влияние этого явления на функционирование и результаты работы токамаков.

Доступность данных. При необходимости, база данных собранная и проанализированная в ходе данного исследования, может быть получена по запросу у авторов по электронной почте, указанной для переписки.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Federici G., Skinner C.H., Brooks J.N., Coad J.P., Grisolia C., Haasz A.A., Hassanein A., Philipps V., Pitcher C.S. // Roth J. Nuclear Fusion. 2001. V. 41. P. 1967.
2. Pitts R., Carpentier S., Escourbiac F., Hirai T., Komarov V., Lisgo S., Kukushkin A., Loarte A., Merola M., Naik A.S. // J. Nuclear Materials. 2013. V. 438. P. S48.
3. Brooks J., El-Guebaly L., Hassanein A., Sizyuk T. // Nuclear Fusion. 2015. V. 55. P. 043002.
4. Philipps V. // J. Nuclear Materials. 2011. V. 415. P. S2.
5. Janeschitz G. // I. JCT, J. Nuclear Materials. 2001. V. 290. P. 1.
6. Noda N., Philipps V., Neu R. // J. Nuclear Materials. 1997. V. 241. P. 227.
7. Sinclair G., Tripathi J.K., Diwakar P.K., Wirtz M., Linke J., Hassanein A. // Nuclear Materials and Energy. 2017. V. 12. P. 405.
8. Alimov V.K., Shu W.M., Roth J., Lindig S., Balden M., Isobe K., Yamanishi T. // J. Nuclear Materials. 2011. V. 417. P. 572.
9. Krauz V.I., Martynenko Y.V., Svechnikov N.Y., Smirnov V.P., Stankevich V.G., Khimchenko L.N. // Physics-USpekhi. 2011. V. 53. P. 1015.
10. Budaev V.P. // Physics of Atomic Nuclei. 2016. V. 79. P. 1137.
11. Takamura S., Ohno N., Nishijima D., Kajita S. // Plasma Fusion Res. 2006. V. 1. P. 051.
12. Al-Ajlony A., Tripathi J., Hassanein A. // J. Nuclear Materials. 2015. V. 466. P. 569.
13. Hwangbo D., Kajita S., Ohno N., McCarthy P., Bradley J.W., Tanaka H. // Nuclear Fusion. 2018. V. 58. P. 096022.
14. Hwangbo D., Kajita S., Tanaka H., Ohno N. // Nuclear Materials and Energy. 2019. V. 18. P. 250.
15. Woller K., Whyte D., Wright G. // Nuclear Fusion. 2017. V. 57. P. 066005.
16. Woller K.B., Whyte D.G., Wright G.M. // Nuclear Materials and Energy. 2017. V. 12. P. 1282.
17. Kajita S., Yoshida T., Ohno N., Ichino Y., Yoshida N. // J. Phys. D: Applied Phys. 2018. V. 51. P. 215201.
18. Nishijima D., Kikuchi Y., Nakatsuka M., Baldwin M., Doerner R., Nagata M., Ueda Y. // Fusion Sci. Technology. 2011. V. 60. P. 1447.
19. Doerner R., Baldwin M., Stangeby P. // Nuclear Fusion. 2011. V. 51. P. 043001.
20. Wright G., Brunner D., Baldwin M., Doerner R., Labombard B., Lipschultz B., Terry J., Whyte D. // Nuclear Fusion. 2012. V. 52. P. 042003.
21. Ueda Y., Coenen J., De Temmerman G., Doerner R., Linke J., Philipps V., Tsitrone E. // Fusion Engineering Design. 2014. V. 89. P. 901.
22. Hammond K.D. // Materials Res. Express. 2017. V. 4. P. 104002.
23. Baldwin M., Doerner R. // J. Nuclear Materials. 2010. V. 404. P. 165.
24. Kajita S., Takamura S., Ohno N., Nishijima D., Iwakiri H., Yoshida N. // Nuclear Fusion. 2007. V. 47. P. 1358.
25. De Temmerman G., Doerner R.P., Pitts R.A. // Nuclear Materials and Energy. 2019. V. 19. P. 255.
26. Wirtz M., Berger M., Huber A., Kreter A., Linke J., Pintsuk G., Rasinski M., Sergienko G., Unterberg B. // Nuclear Materials and Energy. 2016. V. 9. P. 177.
27. Corr C.S., O'Ryan S., Tanner C., Thompson M., Bradley J.E., De Temmerman G., Elliman R.G., Kluth P., Riley D. // Nuclear Materials and Energy. 2017. V. 12. P. 1336.
28. Ito A., Takayama A., Oda Y., Tamura T., Kobayashi R., Hattori T., Ogata S., Ohno N., Kajita S., Yajima M. // Nuclear Fusion. 2015. V. 55. P. 073013.
29. Lasa A., Tähtinen S., Nordlund K. // Europhys. Lett. 2014. V. 105. P. 25002.
30. Smirnov R., Krasheninnikov S., Guterl J. // J. Nuclear Materials. 2015. V. 463. P. 359.
31. Sandoval L., Perez D., Ueberuaga B.P., Voter A.F. // Phys. Rev. Lett. 2015. V. 114. P. 105502.
32. Perez D., Sandoval L., Ueberuaga B.P., Voter A.F. // J. Applied Phys. 2016. V. 119. P. 203301.

33. *Krashennnikov S., Smirnov R.* // *Physica Scripta*. 2016. V. 2016. P. 014021.
34. *Hu L., Hammond K.D., Wirth B.D., Maroudas D.* // *J. Applied Phys.* 2014. V. 115. P. 173512.
35. *Lasa A., Henriksson K.O.E., Nordlund K.* // *Nuclear Instruments and Methods in Phys. Res. Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*. 2013. V. 303. P. 156.
36. *Lang E., Madden N., Smith C., Krogstad J., Allain J.P.* // *Nuclear Materials and Energy*. 2019. V. 19. P. 47.
37. *Meyer F.W., Han L., Hijazi H., Bannister M.E., Unocic K.A., Parish C.M., Krstic P.S.* // *Nuclear Materials and Energy*. 2017. V. 12. P. 366.
38. *Omori K., Ito A.M., Mun I., Yamashita N., Imano K., Lee H.T., Ueda Y.* // *Nuclear Materials and Energy*. 2018. V. 16. P. 226.
39. *Tokitani M., Masuzaki S., Kasahara H., Yoshimura Y., Sakamoto R., Yoshida N., Ueda Y., Mutoh T., Nagata S.* // *Nuclear Materials and Energy*. 2017. V. 12. P. 1358.
40. *Kajita S., Sakaguchi W., Ohno N., Yoshida N., Saeki T.* // *Nuclear Fusion*. 2009. V. 49. P. 095005.
41. *Krashennnikov S.* // *Physica Scripta*. 2011. V. 2011. P. 014040.
42. *Martynenko Y.V., Nagel' M.Y.* // *Plasma Phys. Rep.* 2012. V. 38. P. 996.
43. *Dylla H.F.* *AIP Conference Proceedings*. 1990. V. 199. P. 3.
44. *Dylla H.F.* // *J. Vacuum Science & Technology A*. 1988. V. 6. P. 1276.
45. *Yamauchi Y., Takeda K., Nobuta Y., Hino T.* // *J. Nuclear Materials*. 2009. V. 390. P. 1048.
46. *Masuzaki S., Ashikawa N., Nishimura K., Tokitani M., Hino T., Yamauchi Y., Nobuta Y., Yoshida N., Miyamoto M., Sagara A.* // *Fusion Science and Technology*. 2010. V. 58. P. 297.
47. *Tokitani M., Miyamoto M., Tokunaga K., Fujiwara T., Yoshida N., Komori A., Masuzaki S., Ashikawa N., Inagaki S., Kobuchi T.* // *Nuclear Fusion*. 2005. V. 45. P. 1544.
48. *Suzuki H., Ohyabu N., Komori A., Morisaki T., Masuzaki S., Miyazawa J., Sakamoto R., Shoji M., Goto M., Morita S.* // *J. Nuclear Materials*. 2003. V. 313. P. 297.
49. *Khan Z., George S., Semwal P., Dhanani K.R., Pathan F.S., Paravastu Y., Raval D.C., Babu G.R., Khan M.S., Pradhan S.* // *Fusion Engineering and Design*. 2016. V. 103. P. 69.
50. *Kogut D., Douai D., Hagelaar G., Pitts R.* // *J. Nuclear Materials*. 2015. V. 463. P. 1113.
51. *Miyamoto M., Tokitani M., Tokunaga K., Fujiwara T., Yoshida N., Masuzaki S., Komori A.* // *J. Nuclear Materials*. 2004. V. 329. P. 742.
52. *Rasouli C., Davani F.A.* // *Plasma Phys. Rep.* 2017. V. 43. P. 1.
53. *Pourshahab B., Abdi M., Sadighzadeh A., Rasouli C.* // *Phys. Plasmas*. 2016. V. 23. P. 072501.
54. *Pourshahab B., Sadighzadeh A., Abdi M.R., Rasouli C.* // *Plasma Phys. Rep.* V. 43. P. 280.
55. *Pourshahab B., Abdi M.R., Sadighzadeh A., Rasouli C.* // *Phys. Plasmas*. 2016. V. 23. P. 072501.
56. *Rasouli C., Pourshahab B., Hosseini Pooya S.M., Orouji T., Rasouli H.* // *Rev. Scientific Instruments*. 2014. V. 85. P. 053509.
57. *Pourshahab B., Rasouli C., Hosseini Pooya S.M., Rasouli H., Sadighzadeh A., Habibi H.* // *J. Fusion Energy*. 2013. V. 32. P. 451.
58. *Rasouli C., Irajy D., Farahbod A.H., Akhtari K., Rasouli H., Modarresi H., Lamehi M.* // *Rev. Scientific Instruments*. 2009. V. 80. P. 013503.
59. *Rasouli H., Fatehi A.* // *Rev. Scientific Instruments*. 2014. V. 85. P. 12350.
60. *Rasouli H., Rasouli C., Koochi A.* // *Rev. Scientific Instruments*. 2013. V. 84. P. 023504.
61. *Rasouli C., Abbasi Davani F.* // *Plasma Phys. Rep.* 2017. V. 43. P. 1.
62. *Sedighi F., Kouhi A., Irajy D., Rasouli C., Shirani Bidabadi B., Seyedhabashi M.M., Rasouli H.* // *Plasma Research Express*. 2020. V. 2. P. 035001.
63. *Rafi-kheiri H., Kakuee O., Lamehi-Rachti M.* // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*. 2016. V. 371. P. 46.
64. *Petty T.J., Baldwin M.J., Hasan M.I., Doerner R.P., Bradley J.W.* // *Nuclear Fusion*. 2015. V. 55. P. 093033.
65. *Baldwin M.J., Doerner R.P.* // *J. Nuclear Materials*. 2010. V. 404. P. 165.
66. *Mayer M.* // *AIP Conference Proceedings*. 1999. V. 475. P. 541.
67. *Shu W., Luo G.-N., Yamanishi T.* // *J. Nuclear Materials*. 2007. V. 367. P. 1463.
68. *Sze F.C., Doerner R.P., Luckhardt S.* // *J. Nuclear Materials*. 1999. V. 264. P. 89.
69. *Ye M., Kanehara H., Fukuta S., Ohno N., Takamura S.* // *J. Nuclear Materials*. 2003. V. 313. P. 72.
70. *Ueda Y., Coenen J.W., De Temmerman G., Doerner R.P., Linke J., Philipps V., Tsitrone E.* // *Fusion Engineering and Design*. 2014. V. 89. P. 901.
71. *Ungár T.* // *Scripta Materialia*. 2004. V. 51. P. 777.
72. *Dutta N.J., Buzarbaruah N., Mohanty S.R.* // *J. Nuclear Materials*. 2014. V. 452. P. 51.
73. *Monshi A., Foroughi M.R., Monshi M.R.* // *World J. Nano Sci. Engineering*. 2012. V. 2. P. 154.
74. *Liu Y.-N., Wu T., Yu Y., Li X.-C., Shu X., Lu G.-H.* // *J. Nuclear Materials*. 2014. V. 455. P. 676.
75. *Grigorev P., Terentyev D., Bonny G., Zhurkin E.E., Van Oost G., Noterdaeme J.-M.* // *J. Nuclear Materials*. 2015. V. 465. P. 364.

76. Dasgupta D., Kolasinski R., Friddle R.W., Du L., Maroudas D., Wirth B.D. // Nuclear Fusion. 2019. V. 59. P. 086057.
77. Budaev V.P. // JETP Lett. 2017. V. 105. P. 307.
78. Budaev V.P., Khimchenko L.N. // Physica A: Statistical Mechanics and its Applications. 2007. V. 382. P. 359.
79. Budaev V.P. // Phys. Lett. A. 2017. V. 381. P. 3706.
80. Budaev V.P., Martynenko Y.V., Khimchenko L.N., Zhitlukhin A.M., Klimov N.S., Pitts R.A., Linke J., Bazylev B., Belova N.E., Karpov A.V., Kovalenko D.V., Podkovyrov V.L., Yaroshevskaya A.D. // Plasma Phys. Rep. 2013. V. 39. P. 910.
81. Fedorovich S.D., Budaev V.P., Martynenko Y.V., Karpov A.V., Gubkin M.K., Lukashovsky M.V., Lazukin A.V., Marchenkov A.Yu., Gerasimov D.N., Van Oost G., Sviridov E.V., Shestakov E.A., Voinkova I.V., Gvozdevskaya D.S., Rogozin K.A., Zakletsky Z.A. // J. Physics: Confer. Series. 2019. V. 1370. P. 012044.
82. Ito A.M., Takayama A., Oda Y., Tamura T., Kobayashi R., Hattori T., Ogata S., Ohno N., Kajita S., Yajima M., Noiri Y., Yoshimoto Y., Saito S., Takamura S., Murashima T., Miyamoto M., Nakamura H. // J. Nuclear Materials. 2015. V. 463. P. 109.

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИКИ ЭЛЕКТРОННОЙ ЛАВИНЫ В ФОРМИРУЮЩЕМСЯ КАТОДНОМ СЛОЕ САМОСТОЯТЕЛЬНОГО ОБЪЕМНОГО РАЗРЯДА

© 2021 г. В. В. Лисенков^{a, b, *}, Ю. И. Мамонтов^a

^a Институт электрофизики УрО РАН, Екатеринбург, Россия

^b Уральский федеральный университет им. Б.Н. Ельцина, Екатеринбург, Россия

*e-mail: lisenkov@iep.uran.ru

Поступила в редакцию 11.07.2020 г.

После доработки 19.11.2020 г.

Принята к публикации 11.12.2020 г.

Проведено сравнение динамики электронной лавины, стартовавшей с плоской поверхности катода и с вершин микроострий разной высоты на поверхности катода. Динамика лавин моделировалась в изменяющемся электрическом поле формирующегося катодного слоя самостоятельного объемного разряда высокого давления с предварительной ионизацией газовой среды. Целью работы являлось исследование возможности развития неустойчивости при формировании катодного слоя. Показано, что старт с вершины микроострия дает лавине преимущество как в росте числа электронов, так и в пройденном расстоянии по сравнению с лавиной, стартовавшей с плоской поверхности. Это преимущество обусловлено областью усиления электрического поля, создаваемого микроострием, и увеличивается с ростом высоты последнего. Области повышенной концентрации плазмы, образованной лавинами, стартовавшими с микроострий, могут создать начальную неоднородность, необходимую для развития неустойчивости при формировании катодного слоя. Проведен анализ возможных механизмов развития неустойчивости в катодном слое.

Ключевые слова: электронная лавина, объемный разряд, катодный слой

DOI: 10.31857/S036729212105005X

1. ВВЕДЕНИЕ

Исследования самостоятельного объемного разряда высокого давления с предварительной ионизацией газовой среды начались в конце 60-х гг. XX в. [1, 2]. Интерес к изучению этого явления был обусловлен, прежде всего, развитием мощных импульсных газовых лазеров, хотя данный тип разряда применяется также в других областях. За короткое время были разработаны методы возбуждения объемных разрядов, исследованы их энергетические и временные характеристики, предложены механизмы контракции объемных разрядов, созданы конструкции лазеров с большим объемом возбуждаемой среды. Подробно состояние дел в исследовании самостоятельного объемного разряда описано в обзорах [2–4] и книге [5].

Несмотря на большой объем проведенных исследований на некоторые вопросы, касающиеся стадии его формирования до сих пор нет однозначных ответов.

Расчеты, проведенные в работе [6] для среды CO₂ лазера (экспериментальные условия [7, 8]), а

также в работе [9] для среды эксимерного лазера, показывают наличие катодонаправленной ионизационной волны, в результате которой формируется катодный слой. При этом отмечена важная роль фотоэмиссии электронов с катода под действием излучения из плазменного столба. Экспериментально эта волна наблюдалась в [10]. Как показано в [6], во время распространения волны ионизации, связанной с приближением плазменного столба к катоду, ВАХ катодного слоя оказывается отрицательной, что создает условие для развития неустойчивости на этой стадии. Расчеты были проведены на примере смеси CO₂ : N₂ : He = 1 : 1 : 3 с использованием критерия

$$\Omega = \int_{(t_{in})} v_{in}(t) dt = 1, \quad (1)$$

где v_{in} — инкремент нарастания флуктуаций, определяемый выражением

$$v_{in} = -\frac{\mu_i U_c}{d_c^2} \left(\frac{\partial U_c}{\partial j} \sigma \frac{2\pi}{\lambda} + 1 \right), \quad (2)$$

U_c – напряжение на катодном слое, d_c – длина катодного слоя, σ – проводимость столба, λ – расстояние между максимумами флуктуаций, μ_i – подвижность ионов. С его помощью удалось объяснить наличие нижней границы зажигания объемного разряда, и расчетные данные неплохо совпали с экспериментом, проведенным ранее [7, 8].

Для развития неустойчивости необходимо формирование первоначальной неоднородности концентрации заряженных частиц в плазме формирующегося катодного слоя. В указанной работе было высказано предположение, что первоначальная неоднородность может возникнуть благодаря наличию на поверхности катода микроострия или другой микронеоднородности с повышенной эмиссионной способностью. Однако расчеты, строго доказывающих подобную возможность, проведено не было. Целью настоящей работы является исследование возможности зарождения неустойчивости при формировании катодного слоя, которое вызвано более интенсивным размножением электронов в лавине в области усиленного поля микроострия.

2. ОПИСАНИЕ РАСЧЕТНОЙ МОДЕЛИ

Для проведения расчетов использовалась численная модель, которая базируется на одномерной (вдоль оси z) системе уравнений для электронов, ионов, возбужденных атомов и уравнении Пуассона. Кинетические коэффициенты, зависящие от электрического поля, в том числе вероятность ухода электрона в режим убегания, были получены в результате моделирования движения электрона методом Монте-Карло. Подробное описание данной модели приведено в работах [6, 11, 12]. Ранее 1D расчеты формирования объемного разряда с предварительной ионизацией газовой среды, помимо [6], были проведены в [12] применительно к экспериментальным условиям [13] для N_2 с давлением 4 атм. В настоящей работе исследование проводится на примере азота при давлении 1 атм., поскольку для данного газа имеется наиболее полный набор сечений, необходимых для моделирования методом Монте-Карло.

В качестве начальных условий взят предварительно однородно ионизованный разрядный промежуток длиной 0.5 см. На него подавался импульс напряжения амплитудой 50 кВ с линейным фронтом нарастания длительностью 50 нс. Дальнейшая форма импульса не имела значения для данных расчетов, поскольку все описанные в работе результаты относятся ко времени до завершения нарастания фронта.

Для моделирования развития лавины нами был использован метод Монте-Карло. То есть для каждого электрона, возникшего в результате ионизации, учитывались набор энергии при его

движении между столкновениями и потери в результате неупругих столкновений. Характер столкновения (упругое, возбуждение колебательного или электронного уровня, ионизация) разыгрывался с помощью генератора случайных чисел. Более подробное описание использованного нами алгоритма приведено в [14, 15]. Расчеты лавины проводились в 3D геометрии.

В случае старта лавины с плоской поверхности катода ($z = 0$), поле предполагалось однородным со значением $E_c(t)$, полученным из уравнения Пуассона в 1D модели для разрядного промежутка. Такое приближение справедливо, поскольку в масштабах электронной лавины (~100 мкм, см. результаты расчетов) поле по оси z меняется слабо. В случае старта с вершины микроострия распределение электрического поля вычислялось с помощью численного решения уравнения Лапласа в программном пакете ANSYS, установленном в УрФУ. В качестве микроострия использовался конус высотой h и диаметром основания $0.5h$. Во избежание сингулярностей вершина конуса была скруглена полусферой радиусом $0.01h$. Наличие такого микроострия на плоской поверхности катода вызывает искажения электрического поля. Поле вблизи вершины существенно усиливается по сравнению со средним значением поля в межэлектродном промежутке. В таких случаях обычно вводится понятие коэффициента усиления поля $K = E/E_c$, где E – локальное значение электрического поля, меняющееся в масштабе микроострия. Результат расчета пространственного распределения K в безразмерных координатах (нормированных на высоту микроострия) приведен на рис. 1.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Результаты расчетов 1D модели для разрядного промежутка приведены на рис. 2. На нем представлены пространственные распределения концентрации электронов (рис. 2а) и напряженности электрического поля (рис. 2б) в различные моменты времени. Они иллюстрируют качественную картину формирования катодного слоя самостоятельного объемного разряда. Видно, что на начальной стадии, когда концентрация электронов в промежутке сравнительно мала, плазменный столб отодвигается от катода на 0.36 см. При этом концентрация электронов быстро нарастает. Между плазменным столбом и катодом образуется зона, обедненная зарядами, в которой концентрация ионов больше, чем электронов. Ионы частично экранируют внешнее поле, ослабляя его в плазменном столбе и усиливая в прикатодной области. В результате, замедляется рост концентрации электронов в столбе и, как следствие, – рост плотности тока. Увеличение скорости ионизации в прикатодной области при-

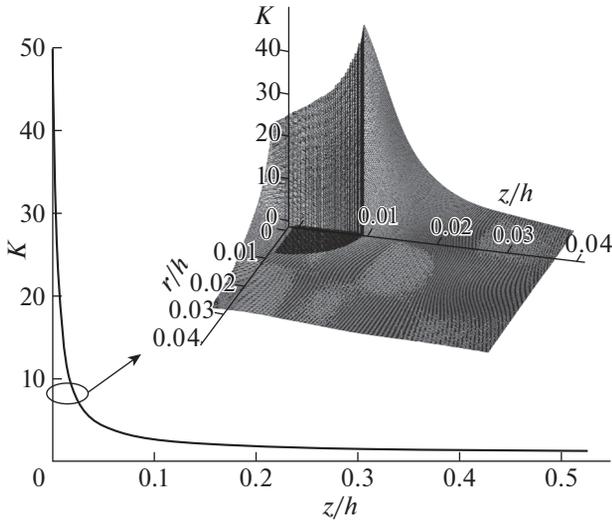


Рис. 1. Распределение коэффициента усиления электрического поля (K) в окрестностях идеально проводящего металлического микроострия высотой h . На основном графике приведено распределение K вдоль оси конуса (ось z). За начало координат взята вершина конуса. На вставке приведено пространственное распределение K в области резкого спада вблизи скругленной вершины микроострия. Эта вершина показана в виде темной области с нулевым значением K в начале координат. Размеры по осям даны в относительных единицах r/h и z/h .

водит к тому, что ионизационная волна (плазменный столб) быстро (31–32 нс) приближается к катоду, образуя катодное падение напряжения.

Характеристики формирующегося катодного слоя представлены на рис. 3. На нем показаны изменения во времени катодного падения напряжения (U_c) и плотности тока (j) в разрядном промежутке (сплошные кривые), а также напряженности электрического поля (E_c) около поверхности катода и протяженности катодного слоя (d_c) (прерывистые кривые). Видно, что при приближении

волны ионизации к катоду (уменьшении d_c) происходит увеличение напряженности электрического поля в катодном слое и уменьшение катодного падения напряжения. При этом происходит рост проводимости плазменного столба и увеличение плотности тока в разрядном промежутке. В итоге динамическая ВАХ катодного становится отрицательной. Это создает предпосылки к развитию неустойчивостей в катодном слое.

Необходимым условием развития неустойчивости является возникновение начальных флуктуаций. Источником таких флуктуаций может стать наличие микроострий на поверхности катода. Зона усиленного электрического поля, создаваемая микроострием, может дать преимущество развитию электронной лавины по отношению к лавине, стартовавшей с плоской поверхности катода.

Было проведено сравнительное исследование динамики электронных лавин в электрическом поле формирующегося катодного слоя, динамика пространственного распределения которого рассчитывалась в 1D модели (рис. 2, 3). Сравнивались лавины, стартовавшие как с плоской поверхности катода, так и с вершин микроострий на поверхности катода высотой 10, 20 и 50 мкм навстречу плазменному столбу. На рис. 4 показаны распределения концентрации электронов (кривая 1) и ионов (кривая 2) в лавине в однородном поле (т.е. с плоской поверхности катода). Число электронов в лавине 10^4 , время развития лавины $t = 3.5$ нс. В верхней части рисунка приведены фазовые 3D портреты электронов и ионов. Их пространственный масштаб соответствует масштабу на графике внизу. Отсчет времени (нулевое значение) на этом и последующих рисунках начинается с 28 нс после начала нарастания импульса напряжения на промежутке, которое указано на рис. 2, 3. Этот момент приблизительно соответствует максимальному значению длины формирующегося катодного слоя, то есть началу рас-

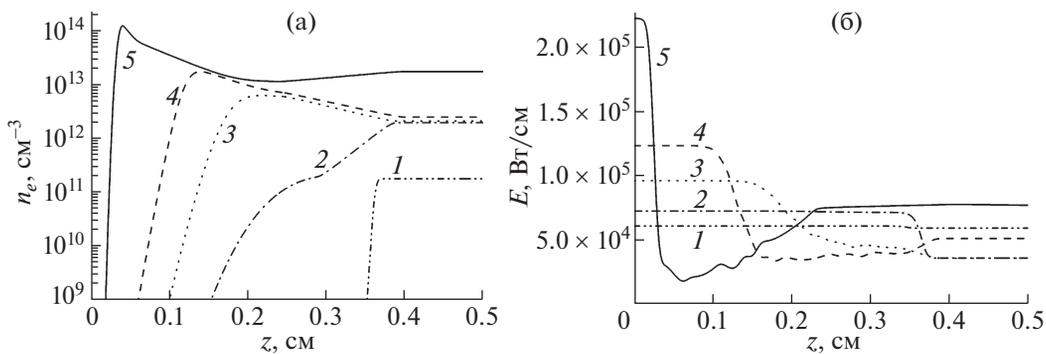


Рис. 2. Распределения концентрации электронов (а) и напряженности электрического поля (б) в межэлектродном промежутке (z – расстояние от катода) в различные моменты времени: 1 – 30 нс, 2 – 31 нс, 3 – 31.5 нс, 4 – 31.7 нс, 5 – 31.95 нс.

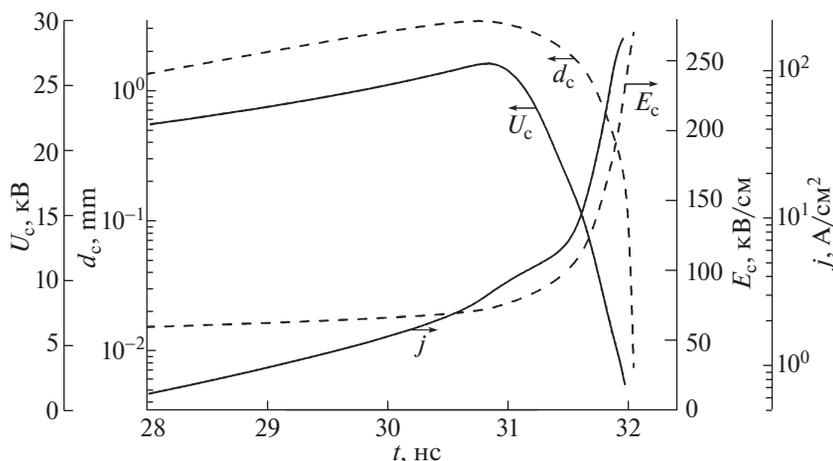


Рис. 3. Зависимость интегральных параметров формирующегося катодного слоя от времени: катодное падение напряжения (U_c), протяженность катодного слоя (d_c), максимальная напряженность поля в слое (E_c), плотность разрядного тока (j).

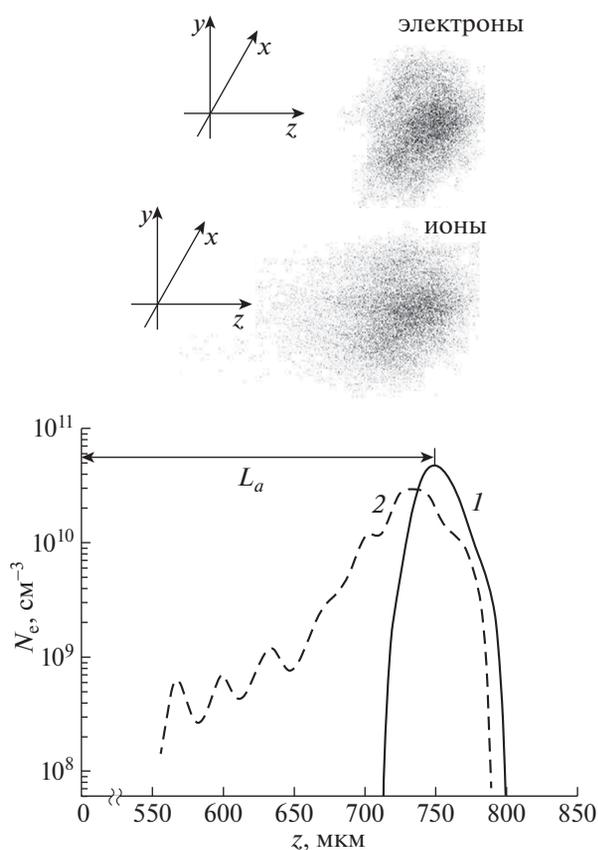


Рис. 4. Распределение концентрации электронов (кривая 1) и ионов (кривая 2) в лавине в однородном поле (т. е. с плоской поверхности катода) формирующегося катодного слоя. Число электронов в лавине 10^4 , время развития лавины $t = 3.5$ нс. Вверху приведены фазовые портреты электронов и ионов, их пространственный масштаб соответствует масштабу на графике внизу.

пространения катодонаправленной ионизационной волны. Для наглядности фазовые портреты электронов и ионов разнесены на рисунке. На самом деле они находятся в одной области значений x и y с небольшим расхождением по z . Кривые концентрации электронов (кривая 1) и ионов (кривая 2) на нижнем графике соответствуют центральной оси лавины. Через L_a обозначена длина лавины, то есть расстояние от поверхности катода до точки максимума концентрации.

Качественная картина распределения электронов и ионов в лавине соответствует классическим представлениям. Однако можно заметить отличия. Во-первых, имеется некоторая асимметрия кривой концентрации электронов относительно максимума, что объясняется смещением высокоэнергетичной части функции распределения электронов по энергиям вперед по оси z . Во-вторых, в начале ионного следа наблюдаются флуктуации концентрации, обусловленные случайным характером ионизации, что наиболее заметно на начальном этапе. Эти явления характерны для старта лавины как с плоской поверхности (чему соответствует рис. 4), так и с микроострия.

На рис. 5 представлена зависимость числа электронов в лавине от времени для плоской поверхности (кривая 1) и микроострий высотой $h = 10$ мкм, 20 мкм и 50 мкм (кривые 2, 3 и 4 соответственно). Отличия наблюдаются на начальном этапе роста числа электронов в лавине. Ускоренный рост числа электронов обусловлен усилением поля вблизи микроострия, где происходит начальный этап роста. Видно, что чем больше микроострие и соответственно протяженнее область создаваемого им усиления электрического поля, тем больше электронов успевает появиться в лавине на начальном этапе. Далее лавина попадает

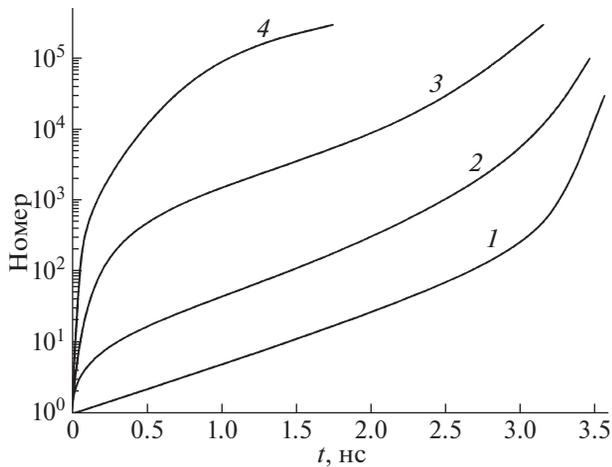


Рис. 5. Зависимость числа электронов в лавине в однородном поле формирующегося катодного слоя. 1 – лавина, стартовавшая с плоской поверхности; 2 – лавина, стартовавшая с вершины микроострия высотой $h = 10$ мкм; 3 – $h = 20$ мкм; 4 – $h = 50$ мкм.

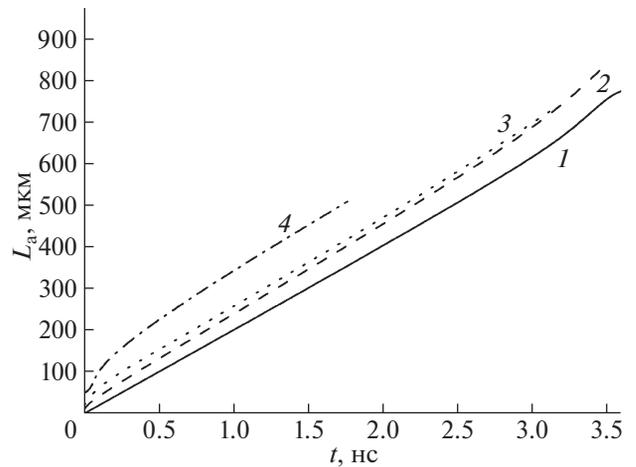


Рис. 6. Зависимости длины лавины (L_a , см. рис. 3) от времени: 1 – для лавины, стартовавшей с плоской поверхности; 2 – для лавины, стартовавшей с вершины микроострия высотой $h = 10$ мкм; 3 – $h = 20$ мкм; 4 – $h = 50$ мкм.

в более однородное поле формирующегося катодного слоя, и динамика ее роста становится такой же, как у лавины, стартовавшей с плоской поверхности, что объясняет наличие участка, где ход кривых 1–3 приближается к параллельному. При этом преимущество в числе электронов сохраняется в лавине на протяжении всего времени роста. Особенно отчетливо это преимущество заметно для лавины, стартовавшей с микроострия высотой 50 мкм. Лавина, стартовавшая с вершины микроострия, достигнет плазменного столба раньше лавины, стартовавшей с плоской поверхности.

Некоторое преимущество лавина, стартовавшая с микроострия, получает и в скорости распространения, что видно из зависимости длины лавины L_a от времени, приведенной на рис. 6. Видно, что лавина, стартовавшая с микроострия, получает начальное преимущество, которое сохраняет при своем движении к плазменному столбу. Особенно данное преимущество заметно для случая микроострия высотой 50 мкм.

То, что лавина, стартовавшая с микроострия, достигнет плазменного столба раньше и наберет больше электронов по сравнению с лавиной, стартовавшей с плоской поверхности, скажется и на плотности плазмы лавин. Данный тезис подтверждается рис. 7, на котором приведены распределения концентраций электронов (кривая 1), и ионов (кривая 2) вдоль оси лавины, стартовавшей с вершины микроострия высотой $h = 10$ мкм (рис. 7а), $h = 20$ мкм (рис. 7б), $h = 50$ мкм (рис. 7в) в момент времени 1.5 нс. Кривые 3 на этих рисунках показывают степень искажения электрического поля заряженными частицами в лавине на

ее центральной оси, то есть отношение $\Delta E/E_c$, где $\Delta E = E - E_c$, E – текущее значение электрического поля, E_c – значение электрического поля в катодном слое вблизи катода, рассчитанное в однородной модели, приведенное на рис. 3. Графики на рис. 7 показывают, что в один и тот же момент времени лавина, стартовавшая с более высокого микроострия, является более протяженной и создает более ионизованную плазму, которая вносит более сильные искажения в электрическое поле. Такая ситуация имеет место и для остальных моментов времени, что было продемонстрировано на рис. 5 и 6. Это значит, что лавина, стартовавшая с вершины микроострия, при подходе к плазменному столбу создаст более ионизованную плазму, что приведет к более раннему формированию катодного слоя на этом участке.

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Как было сказано выше, нами рассмотрен механизм формирования первоначальной неоднородности, дающей старт развитию неустойчивости газового разряда. Рассмотрим наиболее вероятные, с нашей точки зрения, механизмы развития неустойчивости.

Наиболее известной и исследованной в газовом разряде является перегревно-ионизационная неустойчивость, схема которой

$$n_e \uparrow \rightarrow T \uparrow \rightarrow N \downarrow \rightarrow (E/N) \uparrow \rightarrow n_e \uparrow,$$

где n_e – концентрация электронов, N – концентрация нейтральных молекул. В наносекундном диапазоне она, как правило, не работает. Дело в том, что энергия, передаваемая электроном непо-

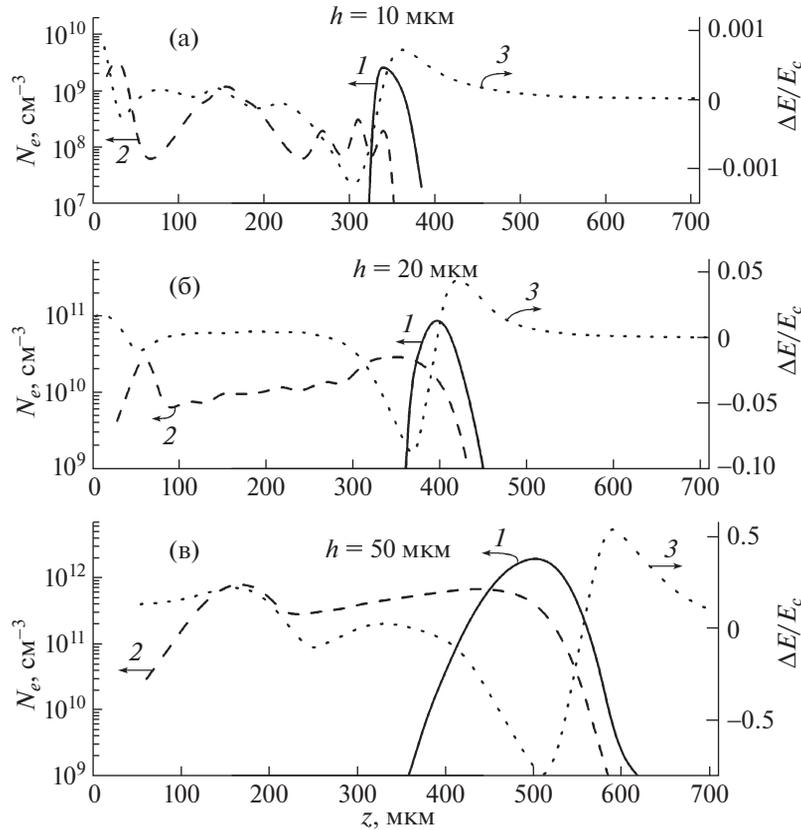
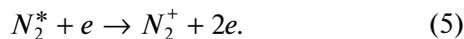
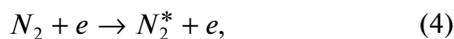
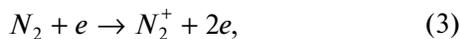


Рис. 7. Распределение концентраций электронов (кривая 1) и ионов (кривая 2), а также относительного изменения электрического поля $\Delta E/E_c$ (кривая 3) вдоль оси лавины, стартовавшей с вершины микроострия высотой 10 мкм (а), 20 мкм (б), 50 мкм (в) в момент времени 1.5 нс. $\Delta E = E - E_c$, E – текущее значение электрического поля, E_c – значение электрического поля в катодном слое вблизи катода, рассчитанное в одномерной модели, приведенное на рис. 3.

средственно в кинетическую энергию нейтральных молекул, мала. Основная энергия передается в электронно- и колебательно-возбужденные состояния. Характерные времена релаксации колебательно-возбужденных состояний лежат в микросекундном диапазоне. Электронно-возбужденные состояния релаксируют существенно быстрее, но, как правило, в колебательно-возбужденные состояния. Характерное время гидродинамического расширения области газа с характерным размером $\sim 10^{-4}$ м (диаметр лавины) составляет величину $\sim 10^{-7}$ с, что тоже “на грани” длительности объемного разряда.

Другая возможная неустойчивость обусловлена ступенчатой ионизацией, с реакциями



Для этих реакций, предполагая постоянство концентрации нейтральных невозбужденных молекул N_2 , можно составить следующие балансные

уравнения для электронов и возбужденных молекул азота:

$$\frac{dn_e}{dt} = \nu_i n_e + k_{ei} n N_2^* n_e - k_r n_e^2, \quad (6)$$

$$\frac{dn N_2^*}{dt} = \nu^* n_e - \frac{1}{\tau^*} n N_2^*, \quad (7)$$

где $n N_2^*$ – концентрация возбужденных молекул азота, ν^* и ν_i – частоты возбуждения и ионизации соответственно, k_{ei} и k_r – константы ступенчатой ионизации и рекомбинации соответственно, τ^* – среднее время тушения возбужденных состояний.

Оценивая константы возбуждения и ионизации исходя из результатов нашего моделирования, пренебрегая рекомбинацией и тушением, получим, что вклад ступенчатой ионизации становится заметным при n_e в диапазоне 10^{16} – 10^{17} см $^{-3}$, то есть при очень высоких для объемного разряда значений. Тем не менее, вблизи катодного пятна такие значения вполне могут реализоваться.

Наиболее вероятная неустойчивость объемно-го разряда, которую может инициировать неоднородность развития лавин на стадии формирования катодного слоя, по нашему мнению, связана с распространением искрового канала от катода к аноду. Подобный механизм достаточно хорошо исследован и описан в [3–5, 16]. Он заключается в том, что вблизи поверхности катода возникает плазменное образование с концентрацией существенно выше, чем в остальном объеме. Причиной его возникновения считается взрыв микроострия на поверхности катода [3–5]. Перед фронтом более плотной плазмы возникает область усиленного поля, в которой ионизация протекает более интенсивно. Благодаря этому искровой канал распространяется до анода, переключает промежуток и шунтирует разряд. По нашему мнению, инициировать распространение канала может лавина, стартовавшая с микроострия. Концентрация заряженных частиц в ней превышает фоновую, реализующуюся в лавине, стартовавшей с плоской поверхности. Из рис. 7 в видно, что в случае острия $h = 50$ мкм концентрация электронов достаточна для существенного искажения электрического поля. Усиление поля перед фронтом лавины достаточно для увеличения частоты ионизации в этой области примерно в 4 раза по сравнению со средними значениями. То есть создаются все условия для старта искрового канала. Главным условием для этого является то, что такое усиление должно возникнуть до достижения лавиной плазменного столба, движущегося навстречу. Наши расчеты показывают, что предельным случаем является $h = 20$ мкм.

Для лавин, стартовавших с меньших микроострий, актуальным остается механизм, связанный с отрицательной динамической ВАХ формирующегося катодного слоя. Как показано на рис. 5, лавина, стартовавшая с микроострия, имеет преимущество в росте и, следовательно, раньше достигнет плазменного столба. Это приведет к более раннему формированию катодного слоя на этом участке. Подобное явление было рассмотрено в работе [17], в которой для газовой среды ХеС1 лазера было проведено 2D моделирование развития проводящего канала с катода в формирующемся катодном слое. Было показано, что повышение эмиссии небольшого участка катода (природа которого не конкретизируется) ускоряет приближение фронта волны ионизации к катоду на этом участке по сравнению с соседними областями. Однако дальнейшее развитие неоднородности, вызванной этим пробоем, в этой работе не рассматривается. Тот же эффект, что и повышение эмиссии локального участка катода, может дать дополнительная ионизация в области усиленного поля микроострия. Таким образом около микроострия создастся область с более высокой проводимостью, и току с соседних областей будет

энергетически выгоднее протекать через эту область и замкнуться на микроострие. Причем, чем выше микроострие, тем больший ток будет на него замыкаться. При этом возможно формирование токового шнура согласно модели [18]. В этой работе на примере газовой среды ХеС1 лазера с помощью 2D модели рассматривается эволюция неоднородности, первоначально возникшей из небольшого участка плазмы около поверхности катода, обладающего более высокой проводимостью. Рассматривается динамика стягивания тока на этот участок и исследуется возможность дальнейшего формирования высокопроводящего искрового канала. Упомянутая модель не является универсальной, поэтому ее применимость нужно проверять для каждого конкретного случая, в том числе и нашего. Для этого необходимо как минимум двумерное численное моделирование гидродинамики электронов и ионов, согласованное с решением уравнения Пуассона. Это является отдельной и достаточно сложной задачей, работа над ней планируется в будущем. Однако в любом случае концентрация тока на микроострии приведет к его взрыву на сильноточной стадии разряда и его возможной последующей контракции по механизму [3, 5], при условии достаточной длительности разряда.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенное численное исследование показывает заметные различия в динамике электронной лавины, стартовавшей с вершины микроострия, по сравнению с лавиной, стартовавшей с плоской поверхности катода. Это различие обусловлено более интенсивной ионизацией в области усиления электрического поля, создаваемого микроострием. Ожидаемым результатом оказался рост этих различий с увеличением высоты микроострия. Расчеты показывают, что лавины, стартовавшие с вершины микроострия, раньше достигают плазменного столба, имея при этом более высокую концентрацию заряженных частиц, по сравнению с лавинами, стартовавшими с плоской поверхности. Это создает начальную неоднородность, необходимую для развития неустойчивости. Однако для того чтобы определить, приведет ли развитие неустойчивости к контракции объемного разряда в целом, необходимо более детальное исследование с помощью как минимум 2D модели для каждого конкретного случая.

Работа выполнена в рамках госзаданий ИЭФ УрО РАН и при поддержке РФФИ, проект № 20-08-00172.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бычков Ю.И., Месяц Г.А., Искольдский А.М. // ЖТФ. 1968. Т. 38. С. 1281.
2. Месяц Г.А., Бычков Ю.И., Кремнев В.В. // УФН. 1972. Т. 107. С. 201. [Mesyats G.A., Bychkov Yu.I., Kremnev V.V. // Sov. Phys. Usp. 1972. V. 15. P. 282]. <https://doi.org/10.1070/PU1972v015n03ABEH004969>
3. Бычков Ю.И., Королев Ю.Д., Месяц Г.А. // УФН. 1978. Т. 126. С. 451. [Bychkov Yu.I., Korolev Yu.D., Mesyats G.A. // Sov. Phys. Usp. 1978. V. 21. P. 944]. <https://doi.org/10.1070/PU1978v021n11ABEH005716>
4. Осипов В.В. // УФН. 2000. Т. 170. С. 225. [Osipov V.V. // Phys. Usp. 2000. V. 43. P. 221]. <https://doi.org/10.3367/UFNr.0170.200003a.0225>
5. Королев Ю.Д., Месяц Г.А. Физика импульсного пробоя газов. М.: Наука, 1991. [Korolev Yu.D and Mesyats G.A. Physics of Pulsed Breakdown in Gases. Yekaterinburg: UD RAS, 1998. 275 p.]
6. Осипов В.В., Лисенков В.В. // ЖТФ. 2000. Т. 70. Вып. 10. С. 27. [Osipov V.V., Lisenkov V.V. // Tech. Phys. 2000. V. 45. P. 1258]. <https://doi.org/10.1134/1.1318960>
7. Бычков Ю.И., Осипов В.В., Тельнов В.А., Хамидулин Г.М. // Изв. вузов. Физика. 1986. № 4. С. 89.
8. Мартынов И.П., Мехряков В.Н., Осипов В.В. // ЖТФ. 1992. Т. 62. Вып. 3. С. 58.
9. Belasri A., Boeuf J.P., Pitchford L.C. // J. Appl. Phys. 1993. V. 74. P. 1553.
10. Dreiskemper R., Schroder G., Botticher W. // IEEE Trans. Plasma Sci. 1995. V. 23. P. 180.
11. Лисенков В.В., Осипов В.В. // ЖТФ. 2007. Т. 77. Вып. 11. С. 49. [Lisenkov V.V., Osipov V.V. // Tech. Phys. 2007. V. 52. P. 1439]. <https://doi.org/10.1134/S106378420>
12. Иванов С.Н., Лисенков В.В. // ЖТФ. 2010. Т. 80. Вып. 1. С. 54. [Ivanov S.N., Lisenkov V.V. // Tech. Phys. 2010. V. 55. P. 53]. <https://doi.org/10.1134/S1063784210010093>
13. Ivanov S.N., Shpak V.G. // IEEE Trans. Plasma Sci. 2011. V. 39. P. 2596. <https://doi.org/10.1109/TPS.2011.2157173>
14. Лисенков В.В., Иванов С.Н., Мамонтов Ю.И., Тихонов И.Н. // ЖТФ. 2018. Т. 88. С. 1912. [Lisenkov V.V., Ivanov S.N., Mamontov Yu.I., Tikhonov I.N. // Tech. Phys. 2018. V. 63. P. 1872]. <https://doi.org/10.1134/S1063784218120095>
15. Lisenkov V.V., Mamontov Yu.I. // Journal of Physics: Conf. Series. 2018. V. 1141. 012051. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/1141/1/012051>
16. Константинов М.Д., Осипов В.В., Суслов А.И. // ЖТФ. 1990. Т. 60. Вып. 10. С. 27.
17. Cernak M., Bessieres D., Paillo J. // J. Appl. Phys. 2011. V. 110. 053303. <https://doi.org/10.1063/1.3630015>
18. Бычков Ю.И., Ямпольская С.А., Ястремский А.Г. // Изв. вузов. Физика. 2012. Т. 55. № 5. С. 3. [Bychkov Yu.I., Yampolskaya S.A., & Yastremskii A.G. // Russian Physics Journal. 2012. V. 55. P. 477–487]. <https://doi.org/10.1007/s11182-012-9837-y>

ПОДПОРОГОВЫЙ РАЗРЯД В МИКРОВОЛНОВОМ ПУЧКЕ КАК ОСНОВА ПЛАЗМОХИМИЧЕСКОГО РЕАКТОРА, ПРЕДНАЗНАЧЕННОГО ДЛЯ ОЧИСТКИ ГОРОДСКОЙ ВОЗДУШНОЙ СРЕДЫ ОТ ИЗБЫТОЧНОГО СОДЕРЖАНИЯ СЕРОВОДОРОДА

© 2021 г. К. В. Артемьев^а, Г. М. Батанов^а, Н. К. Бережецкая^а, В. Д. Борзосекон^{а, *},
А. М. Давыдов^а, Н. А. Кожевникова^б, И. А. Косый^а, К. А. Сарксян^а,
В. Д. Степахин^а, С. О. Сысоев^с, С. М. Темчин^а, Н. К. Харчев^а

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

^б ООО “Центр газовых технологий”, Москва, Россия

^с Ecostandard group, Москва, Россия

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

Поступила в редакцию 03.11.2020 г.

После доработки 13.12.2020 г.

Принята к публикации 15.12.2020 г.

Исследован подпороговый самоподдерживающийся несамостоятельный (СНС) разряд в воздухе, как основа системы очистки городской воздушной среды от экологически вредных примесей. В проведенном цикле экспериментов определялась эффективность деструкции введенного в обрабатываемый воздушный объем малой добавки сероводорода (около 8 ppm) в смеси с воздухом. Эксперименты продемонстрировали достаточно высокую степень разложения H_2S (уменьшение концентраций H_2S в 41.5 раза при удельном энергокладе 8 Дж/см³ в СНС-разряде).

DOI: 10.31857/S036729212104003X

1. ВВЕДЕНИЕ

В Институте общей физики РАН был обнаружен и исследован новый вид микроволнового разряда – самоподдерживающийся несамостоятельный (СНС) разряд, обладающий рядом уникальных физических свойств, существенно расширяющих область возможных приложений [1–3]. Условия возбуждения разряда, физические аспекты и области актуальных приложений обсуждаются в работах, представленных в [4]. СНС-разряд возбуждается по схеме, представленной на рис. 1 и 2, микроволновым пучком, генерируемым гиротроном Борец [4]. К особым свойствам СНС разряда относятся следующие.

– Возбуждение разряда в газах и газовых смесях высокого (вплоть до атмосферного и выше) давления в условиях сильной подпороговости (приведенное электрическое поле в пучке микроволн E_m/n_0 ниже порога возбуждения самостоятельного микроволнового разряда). E_m – амплитуда микроволнового электрического поля в пучке, n_0 – концентрация молекул в газовой среде в исходном состоянии.

– Возможность возбуждения разряда в больших объемах в пределах микроволнового пучка

как в свободном пространстве (в том числе и при значительных удалениях от генератора микроволн), так и в замкнутых металлических или диэлектрических камерах.

– Необычная структура разряда, представляющего собой последовательность “микровзрывов” в локальных областях, заполненных сверхплотной плазмой с концентрацией электронов $n_e \sim 10^{16}–10^{17}$ см⁻³, отличающихся сверхвысокой газовой температурой ($T_g \sim 5000–7000$ К) и высокой интенсивностью излучаемого ультрафиолета [5].

– Относительная простота введения микроволнового излучения в цилиндрический реактор или в свободное воздушное пространство также, как и высокая эффективность вклада микроволновой энергии в глубоко подпороговый разряд и через него в газовую среду [4] позволяют сделать вывод о целесообразности создания плазмохимического реактора на основе гиротрона и СНС-разряда, который мог бы удовлетворить современным требованиям в отношении производительности для различных химических технологий. В частности, для конверсии метана с углекислым газом в синтез-газ, а также для утилизации и очистки промышленных газовых отходов и т. д.

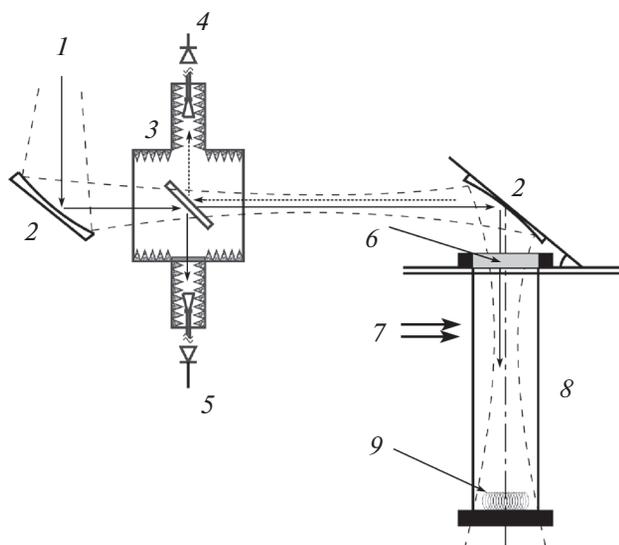


Рис. 1. Схема эксперимента: 1 – микроволновый пучок; 2 – фокусирующие зеркала; 3 – квазиоптический ответвитель; 4 – детекторная секция регистрации отраженного излучения; 5 – детекторная секция регистрации мощности излучения гиротрона; 6 – входное окно реактора; 7 – линия регистрации спектра излучения разряда (область перетяжки микроволнового пучка); 8 – реактор; 9 – инициатор разряда.

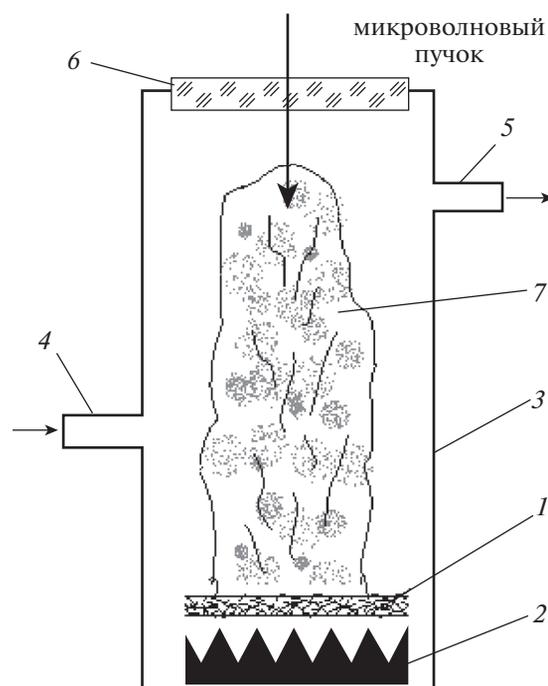


Рис. 2. Камера плазмохимического реактора установки: 1 – инициатор разряда; 2 – поглотитель микроволн; 3 – камера плазмохимического реактора; 4, 5 – патрубки для подачи и вывода рабочего газа; 6 – прозрачное для микроволн окно; 7 – СНС-разряд.

Целью настоящей работы выбрана задача дезинфекции и очистки городского воздуха от экологически вредных примесей. Задача имеет безусловную социальную значимость, будучи направленной на улучшение экологического качества воздушной среды современных мегаполисов. Именно для решения такого рода экологически значащих проблем проведена была описываемая в [6] работа по очистке городского воздуха от меркаптана с помощью СНС-разряда в пучке микроволн. В предлагаемой статье приводятся результаты, являющиеся продолжением экспериментов, представленных в [4, 6] по поиску высокоэффективных методов очистки воздушной атмосферы города. Конкретно от содержания в ней примеси сероводорода H_2S .

Сероводород ядовит и относится к 3-му классу опасности. Первые симптомы отравления сероводородом наступают при концентрации в 0.006 мг/л при вдыхании больше 4 часов. Острое отравление при концентрациях 0.2–0.3 мг/л. Концентрация свыше 1 мг/л считается смертельной. При концентрации в воздухе 4.5–45% сероводород воспламенит и взрывоопасен. Задаваемые государственными нормативами предельно допустимые концентрации (ПДК) сероводорода в воздухе рабочей зоны и в воздухе населенных пунктов составляют 10 мг/м³ и 0.008 мг/м³ соответственно.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

По схеме, изображенной на рис. 1 и 2, проведен эксперимент с исследованием очистки воздуха при давлении, близком к атмосферному от содержащейся в нем примеси сероводорода. Генерируемый гиротроном Борец пучок микроволн вводится через радиопрозрачное окно в цилиндрическую металлическую камеру с объемом в 7 л. Режимы облучения: последовательность пачек из 4-х микроволновых импульсов с мощностью $P_i \leq 150$ кВт и длительностью $\tau_i = 2$ мс, посылаемых один за другим через 20 мс. Длина волны $\lambda = 0.4$ см. Пачки следуют одна за другой через 20 с. От числа пачек зависит энерговыделение в воздушной среде, заполняющей камеру реактора. Перед обработкой разрядом в камере давление $p_0 = 750$ Торр.

Измерения проведены при различных начальных концентрациях сероводорода в смеси $n_0 = 15.7, 7.6$ и 1.66 мг/м³. Зависимость относительной концентрации сероводорода $J = n_{\text{H}_2\text{S}}/n_0$ от удельного энерговыклада микроволновой энергии, вложенной в СНС-разряд Y , приведена на рис. 3. Для измерения содержания H_2S использовался спектрофотометр UNICO 1201, а также хроматограф Кристаллюкс-2000М. С ростом энерговыкла-

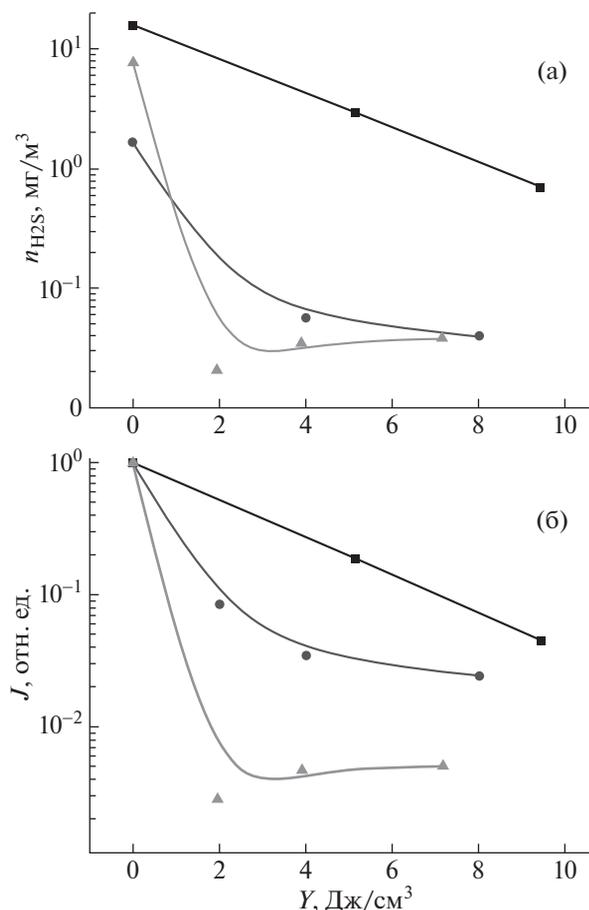


Рис. 3. Зависимость концентрации $n_{\text{H}_2\text{S}}$ (а) и относительной концентрации сероводорода $n_{\text{H}_2\text{S}}/n_0$ (б) от удельного энергозклада микроволновой энергии, вложенной в СНС разряд. Начальная концентрация: ■ – 15.7 мг/м³, ▲ – 7.6 мг/м³ и ● – 1.66 мг/м³.

да видно достаточно быстрое уменьшение концентрации H_2S .

Так при начальных концентрациях $n_0 = 7.6$ и 1.66 мг/м³ при энергозкладе в разряд 2 Дж/см³ концентрация сероводорода падает более чем в 10 раз, а при энергозкладе больше 4 Дж/см³ до величины в 40–50 раз меньше исходного значения. При начальной концентрации $n_0 = 15.7$ мг/м³ падение концентрации в 40 раз зарегистрировано при энергозкладе 9.5 Дж/см³.

В эксперименте с начальной концентрацией сероводорода 15.7 мг/м³ ее удалось уменьшить ниже уровня ПДК для рабочей зоны (10 мг/м³). В остальных случаях начальная концентрация сероводорода уже находилась ниже уровня ПДК для рабочей зоны, поэтому стоило бы рассмотреть достигнутое снижение концентрации после обработки СНС-разрядом относительно уровня ПДК сероводорода в воздухе населенных пунктов

(0.008 мг/м³). Однако наименьшие зарегистрированные нами значения концентраций H_2S находятся уже в рамках погрешности измерения приборов, задействованных в эксперименте (<0.05 мг/м³), что по умолчанию не позволяет судить о достижении концентрации, соответствующей ПДК сероводорода в воздухе населенных пунктов. Измерение столь малых концентраций веществ является существенно более сложной задачей и может быть проведено в дальнейшем. По аналогичной причине не проводилось детального исследования массовых концентраций возможных вторичных веществ (например, сера в твердой фазе, SO_2 , O_3 , OH , оксиды азота и др.), хотя это, безусловно, является важной задачей для валидации кинетических моделей реакций. В условиях необходимости принципиальной демонстрации деструкции с помощью СНС-разряда небольших концентраций сероводорода в воздухе атмосферного давления и ограниченности нашей измерительной базы достигнутый в экспериментах результат является показательным в качестве первого приближения, несмотря на вышеуказанные недостатки.

Отдельного обсуждения заслуживает результат с начальной концентрацией сероводорода 7.6 мг/м³, где отмечается падение концентрации до уровня приборной погрешности (рис. 3а) уже после первого шага по энергозкладу в разряд 2 Дж/см³. Такой результат при указанном энергозкладе не достигается для начальной концентрации H_2S $n_0 = 1.66$ мг/м³, что позволяет заподозрить серьезные ошибки при проведении эксперимента. Однако в эксперименте с начальной концентрацией сероводорода $n_0 = 7.6$ мг/м³ по сравнению с двумя другими экспериментами, отличалась форма огибающей мощности СВЧ-излучения гиротрона, регистрируемая измерительным СВЧ-диодом (см. элемент 5 на рис. 1). В пределах каждого из четырех импульсов пачки была близкая к 100% модуляция мощности микроволнового излучения с частотой ~ 20 кГц (рис. 4а). Хотя средняя мощность излучения ($P_1 \approx 150$ кВт) в каждом импульсе из пачки соответствует режиму генерации гиротрона без сильной модуляции (рис. 4б), но пиковая мощность, очевидно, оказывается выше. Последующие целенаправленные исследования и анализ могли бы внести ясность, является ли такой режим более эффективным для деструкции примеси сероводорода в воздухе атмосферного давления при обработке подпороговым микроволновым разрядом.

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В основу предлагаемой системы очистки городской воздушной среды положен обнаруженный и исследуемый в ИОФ РАН самоподдержи-

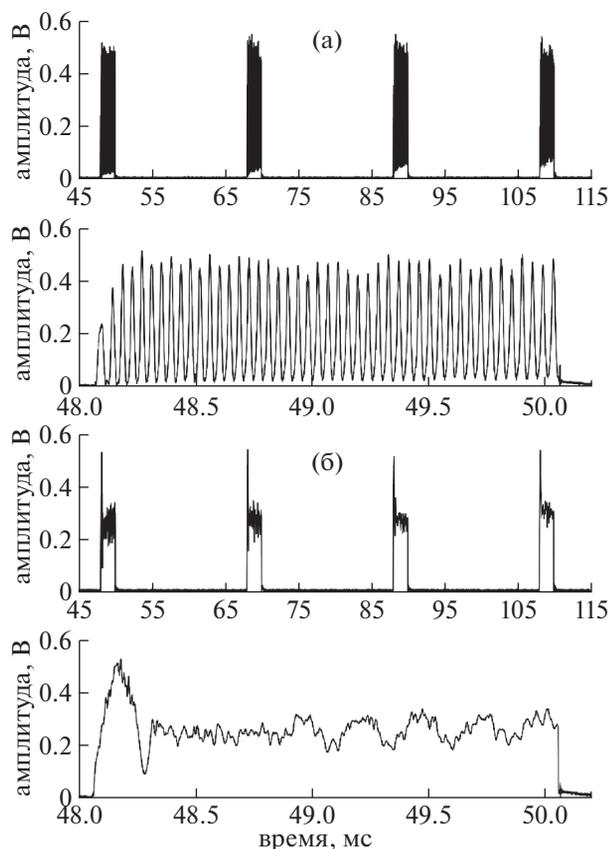


Рис. 4. Огибающие мощности СВЧ-излучения гиروتрона при одинаковой средней “уставочной” мощности генерации $P_1 \approx 150$ кВт. На верхнем графике представлен сигнал для всей длительности пачки из четырех импульсов, а на нижнем более подробно рассмотрен первый импульс из пачки: пачка № 54203 с сильной модуляцией СВЧ-мощности из эксперимента по деструкции сероводорода с начальной концентрацией $n_0 = 7.6$ мг/м³ (а); пример стандартной пачки (№ 54085) без существенной модуляции СВЧ-мощности, характерной для экспериментов с начальной концентрацией $n_0 = 15.7$ мг/м³ и 1.66 мг/м³ (б).

вающийся несамостоятельный (СНС) разряд. Уникальность разряда заключается в том, что он возбуждается при взаимодействии микроволновых пучков с газовой средой высокого давления в парадоксальных условиях, при которых согласно классической газоразрядной теории [7] развитие разряда исключено так как мощность пучка много меньше пороговой и давление столь высоко, что частота столкновений электрон–нейтрал оказывается много больше циклической частоты микроволн. Однако при этом микроволновым пучком, как показано в проведенных экспериментах, возбуждается СНС-разряд, обладающий

рядом необычных свойств, делающих его особо интересным в плазмохимических приложениях и в том числе в задаче очистки городской воздушной среды от экологически вредных примесей.

В настоящей работе впервые продемонстрирована столь важная особенность СНС-разряда как эффективная очистка воздуха от введенного в него сероводорода, являющегося опасным для человека газом, приводящим к летальному исходу при относительно высоком содержании. В отличие от других методов, как, например, диэлектрический барьерный разряд или коронный разряд, используемых в работах [8, 9] для очистки от сероводорода, СНС-разряд позволяет обрабатывать существенно большие объемы газовых смесей при сравнимых энергозатратах.

Полученные результаты позволяют рассматривать разряд, возбуждаемый подпороговым микроволновым пучком, как основу высокоэффективной системы очистки загрязнений воздуха, источником которых являются современные городские свалки, а также ряд действующих производств, транспорт и др.

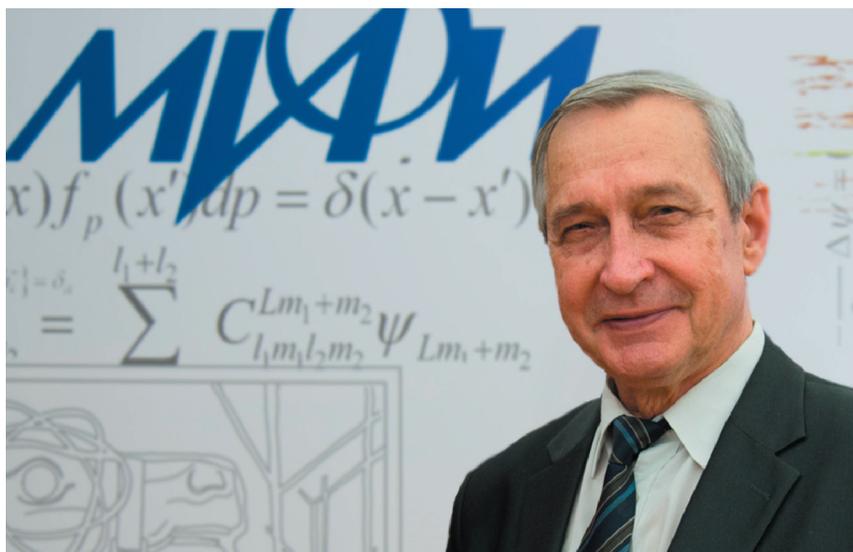
Работа, представленная в настоящей статье, осуществлена при поддержке Российского Научного Фонда (проект № 17-12-01352-П).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Batanov G.M., Gritsinin S.I., Kossyi I.A., Magunov A.N., Silakov V.P., Tarasova N.M.* // Plasma Physics and Plasma Electronics / Ed. L.M. Kovrizhnykh. Com-mack: Nova Science Publishers, 1985. P. 241.
2. *Kossyi I.A.* // 44th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, Nevada, 2006. Report AIAA-1457.
3. *Artem'ev K.V., Batanov G.M., Berezhetskaya N.K., Davydov A.M., Kossyi I.A., Nefedov V.I., Sarksyen K.A., Kharchev N.K.* // Plasma Phys. Rep. 2018. V. 44. P. 616.
4. Sub-threshold Discharge Excited by Microwave Beam in High-Pressure Gases. Physics and Applications / Ed. I.A. Kossyi. М.: Пепо, 2019 [Publishing House “Pe-ro”, Moscow, 2019].
5. *Артемьев К.В., Батанов Г.М., Бережецкая Н.К., Борзосеков В.Д., Давыдов А.М., Кончечков Е.М., Кос-сий И.А., Сарксян К.А., Степахин В.Д., Харчев Н.К.* // Физика плазмы. 2021. Т. 47. С. 88.
6. *Artem'ev K.V., Batanov G.M., Berezhetskaya N.K., Bor-zosekov V.D., Davydov A.M., Kozhevnikova N.A., Kon-chekov E.M., Kossyi I.A., Sarksyen K.A., Stepakhin V.D., Sysoev S.O., Temchin S.M., Kharchev N.K.* // Plasma Phys. Rep. 2019. V. 45. P. 523.
7. *Райзер Ю.П.* Физика газового разряда. Долгопруд-ный: Изд. дом ИНТЕЛЛЕКТ, 2009. 736 с.
8. *Zhu T., Wang R., Bian W., Chen Y., Jing W.* // Plasma Sci. Technol. 2018. V. 20. P. 054007.
9. *Wang L., Wang X., Ning P., Cheng C., Ma Y., Zhang R.* // Ind. Eng. Chem. Res. 2018. V. 57. P. 6568.

ПАМЯТИ ВАЛЕРИЯ АЛЕКСАНДРОВИЧА КУРНАЕВА (21.12.1942–23.11.2020)

DOI: 10.31857/S0367292121040089



Не стало Валерия Александровича Курнаева — замечательного физика и педагога, доктора физико-математических наук, профессора, заведующего кафедрой физики плазмы Национального исследовательского ядерного университета МИФИ, члена редакционной коллегии журнала “Физика плазмы”.

Валерий Александрович родился 21 декабря 1942 года. В 1966 г. окончил Московский инженерно-физический институт, с которым остался связан на всю последующую жизнь. Старший лаборант, ассистент, аспирант, м.н.с., с.н.с., доцент, профессор, заведующий кафедрой. В 1975 г. защитил кандидатскую диссертацию по теме “Взаимодействие легких ионов с твердым телом”, а в 1992 г. — диссертацию по теме “Отражение легких ионов от поверхности материалов применительно к проблеме УТС” на соискание учёной степени доктора физико-математических наук. В 1995 г. ему присвоено учёное звание профессора. В течение 30 лет Валерий Александрович возглавлял кафедру физики плазмы МИФИ, сделал её одним из ведущих центров подготовки высококвалифицированных специалистов в области управляемого термоядерного синтеза и взаимодействия плазмы с поверхностью.

В течение всей своей научной карьеры Валерий Александрович активно занимался различными вопросами, относящимися к актуальной проблеме управляемого термоядерного синтеза — физике пристеночной плазмы. Уже первые его работы по рассеянию легких ионов (H, He), включая уникальные эксперименты с низкоэнергичными и молекулярными ионами, шероховатыми поверхностями, носили пионерский характер. Позже он руководил работами МИФИ по взаимодействию плазмы со стенкой, диагностике плазмы и плазменным технологиям для термоядерного синтеза. Последние два года он был целиком увлечён проектом сферического токамака “МИФИСТ”, идея, разработка и сооружение которого в НИЯУ МИФИ были поддержаны Госкорпорацией “Росатом”. Его уверенность в том, что такая установка сможет стать площадкой для обучения нового поколения физиков и инженеров, работающих в области управляемого термоядерного синтеза, а также для проведения исследований в области физики плазмы и взаимодействия плазмы с материалами, для отработки различных плазменных технологий и методов диагностики плазмы уже начала приносить плоды.

Валерий Александрович активно участвовал в научной, образовательной и организаторской де-

тельности и за пределами родного университета. Он был представителем России в тематической группе пристеночной плазмы и дивертора международной программы по физике токамаков (ITPA DivSol – International Tokamak Physics Activity Scrape-Off-Layer and Divertor Physics Topical Group); много лет представлял Российскую Федерацию в Программном комитете Международной конференции по взаимодействию плазмы с поверхностью в термоядерных устройствах (PSI). Велика его роль была и в организации Международных конференций по взаимодействию ионов с поверхностью (ISI) и русско-японских семинаров по этой тематике. Будучи членом Российского ядерного общества и членом Международного и Российского вакуумных обществ, он приложил огромные усилия для организации российских конференций по физике плазмы, взаимодействию плазмы с поверхностью, диагностике плазмы, сделав НИЯУ МИФИ традиционной площадкой для таких мероприятий. Особо стоит отметить проведение многочисленных международных школ для молодых учёных, аспирантов и студентов, где с лекциями – благодаря его авторитету и настойчивости – выступали ведущие учёные со всех континентов.

Как профессор Национального исследовательского ядерного университета “МИФИ” и член Международной академии высшей школы он разработал ряд ставших востребованными лекционных курсов по тематике плазмы и термоядерного синтеза, и написал 14 учебных и популярных книг. Под его руководством более 20 человек защитили кандидатские диссертации и более 70 человек получили дипломы специалистов и магистров.

Как заведующий кафедрой физики плазмы он создал сильную команду ученых и преподавателей, обеспечивающих подготовку специалистов в области управляемого термоядерного синтеза и физики плазмы. Сегодня эта кафедра – одна из сильнейших кафедр университета и один из сильнейших коллективов страны в области взаимодействия плазмы с поверхностью. Выпускники кафедры активно и успешно работают во всех ведущих термоядерных центрах России, а также во многих странах мира. Многие вовлечены в работы по созданию первого токамака-реактора ИТЭР.

Заслуги Валерия Александровича получили высокую оценку на отраслевом и государственном уровнях. Ему присвоено звание Заслуженного работника высшего профессионального образования России. Он лауреат премии Правительства РФ в области образования (2010 г.), награждён медалями “Академик Курчатов 4-й степени”, “В память 850-летия Москвы”, знаками “За заслуги перед атомной отраслью”, “Ветеран атомной промышленности и энергетики”, “Ветеран труда МИФИ”.

Замечательной чертой Валерия Александровича было теплое отношение к коллегам и к учащимся. В трудные 1990-е годы он создал специальный фонд для помощи учащимся, благодаря которому целое поколение молодых специалистов получило возможность реализовать себя в науке. Любой мог обратиться к нему в сложной жизненной ситуации, и он всегда стремился помочь, считая для себя это делом первостепенной важности. Это был человек с большим сердцем и открытой душой.