Том 48, номер 9, 2022

ТОКАМАКИ

Подавление МГД-колебаний при генерации нижнегибридного тока увлечения в плазме токамака ФТ-2	
С. И. Лашкул, А. Б. Алтухов, А. Д. Гурченко, Е. З. Гусаков, В. В. Дьяченко, Л. А. Есипов, Д. В. Куприенко, С. В. Шаталин, А. Ю. Степанов	771
О возможности исследования аномального рассеяния пучков СВЧ-волн обыкновенной поляризации в периферийном транспортном барьере плазмы в токамаке Т-15МД	
Е. З. Гусаков, А. Ю. Попов	783
ИОННЫЕ И ПЛАЗМЕННЫЕ ИСТОЧНИКИ	
ракетных двигателей основных типов	
А. С. Ловцов, Д. А. Кравченко, Д. А. Томилин, А. А. Шагайда	792
Физические особенности потока частиц, создаваемого геликонным источником плазмы малой мощности	
И. И. Задириев, К. В. Вавилин, Е. А. Кралькина, А. М. Никонов, Г. В. Швыдкий	823
НЕУСТОЙЧИВОСТИ ПЛАЗМЫ	
Насыщающее магнитное поле вейбелевской неустойчивости в плазме с бимаксвелловским и бикаппа-распределением частиц	

А. А. Кузнецов, В. В. Кочаровский, Вл. В. Кочаровский, А. А. Нечаев, М. А. Гарасёв

ДИНАМИКА ПЛАЗМЫ

Рентгеновский фильтр с изменяющимся пропусканием для экспериментов по воздействию мультитераваттного импульса мягкого рентгеновского излучения на мишени

В. В. Александров, А. В. Браницкий, Е. В. Грабовский, А. Н. Грицук, К. Н. Митрофанов, Г. М. Олейник, И. Н. Фролов, М. М. Баско

847

836

ПЫЛЕВАЯ ПЛАЗМА

Модифицированное уравнение Захарова—Кузнецова для описания низкочастотных нелинейных возмущений в плазме запыленной экзосферы Луны

А. И. Кассем, С. И. Копнин, С. И. Попель, Л. М. Зеленый

871

——— ТОКАМАКИ ——

УДК 533.9

ПОДАВЛЕНИЕ МГД-КОЛЕБАНИЙ ПРИ ГЕНЕРАЦИИ НИЖНЕГИБРИДНОГО ТОКА УВЛЕЧЕНИЯ В ПЛАЗМЕ ТОКАМАКА ФТ-2

© 2022 г. С. И. Лашкул^{*a*, *}, А. Б. Алтухов^{*a*}, А. Д. Гурченко^{*a*}, Е. З. Гусаков^{*a*}, В. В. Дьяченко^{*a*}, Л. А. Есипов^{*a*}, Д. В. Куприенко^{*a*}, С. В. Шаталин^{*a*}, А. Ю. Степанов^{*a*}

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

*e-mail: Seguey.Lashkul@mail.ioffe.ru Поступила в редакцию 17.05.2022 г. После доработки 25.05.2022 г. Принята к публикации 25.05.2022 г.

Представлены результаты исследования эффективности генерации нижнегибридного тока увлечения в плазме токамака ФТ-2. На основе экспериментальных данных, в том числе полученных из полоидально разнесенной системы магнитных зондов Мирнова, с помощью специальных программ проводится анализ наблюдаемого при генерации нижнегибридного тока увлечения развитие и подавление ("запирание") МГД-тиринг-моды m/n = 2/1. Рассматриваются возможные механизмы, ответственные за эффект "запирания" моды m/n = 2/1, которые связываются как с уширением канала плазменного тока; так и со снижением полоидальной $E_r \times B_T$ скорости вращения из-за развития веерной неустойчивости или появлением дополнительного тороидального вращения плазменного шнура в результате передачи продольного импульса от волны накачки надтепловым электронам. Отмечается, что прекращение генерации НГТУ в условиях увеличенной до $\Delta t_{RF} \approx 20$ мс длительности СВЧ-импульса определяется не окончанием импульса, а развитием МГД-тиринг-мод m/n = (3-4)/1 на периферии разряда.

Ключевые слова: токамак, высокотемпературная плазма, генерация нижнегибридных токов увлечения (НГТУ), магнитогидродинамическая (МГД) активность, улучшенное удержание энергии, диагностика

DOI: 10.31857/S0367292122600467

1. ВВЕДЕНИЕ

Экспериментальные исследования генерации неиндукционного плазменного тока с помощью инжектируемой СВЧ-мощности нижнегибридного (НГ) диапазона выполняются на токамаке ФТ-2 в рамках концепции создания стационарного токамака-реактора [1]. Проанализированы режимы полного замещения омического тока, наблюдаемые при относительно низких средних плотностях плазмы $\langle n_e \rangle \sim (0.3 - 0.6) \times 10^{19} \,\mathrm{m}^{-3} \,[2, 3].$ Получена достаточно высокая эффективность генерации НГ-токов увлечения (НГТУ; LHCD, Lower Hybrid Current Drive) I_{CD} при длительности СВЧ-импульса вплоть до $\Delta t_{RF} \approx 20$ мс, перекрывающей весь квазистационарный участок индукционного тока $I_{OH}(t) = 35$ кА. Наибольшая эффективность генерации НГТУ $\eta_{CD} = I_{CD} \langle n_e \rangle R / P_{RF} =$ $= 0.4 \times 10^{19} \text{ A/Bt } \text{м}^2$ наблюдалась в дейтериевой плазме при плотности $\langle n_e \rangle \sim (1.5-2) \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$ и при частичном (50%) замещении индукционного тока Іон. Эти результаты хорошо согласуются с

обобщенным скэйлингом $\eta_{CD}^*(\langle T_e \rangle)$, построенным по данным, полученным на других токамаках [4].

В этих экспериментах при $\langle n_e \rangle \sim (1.5-2) \times$ $\times 10^{19} \,\mathrm{m}^{-3}$ и частичном замешении индукционного тока обнаружен эффект формирования режима улучшенного удержания энергии в центре плазменного шнура (Improved Core Confinement, ICC), связанный с уширением профиля канала плазменного тока [3, 5]. Вместе с тем, дальнейшие исследования взаимодействия НГ-волн с плазмой и механизма генерации тока увлечения остаются актуальными. В частности, существует необходимость более детального анализа магнитогидродинамических (МГД) колебаний плазмы. Такие возмущения обусловлены тиринг-неустойчивостями, а их развитие или "подавление" при генерации НГТУ влияют на удержание тепла в плазме токамака [6].

В статье представлены результаты экспериментального исследования генерации НГТУ в

плазме токамака ФТ-2. Особое внимание уделяется диагностике магнитогидродинамической активности плазмы и анализу ее изменений при генерации НГТУ. Характеристики изменений МГД-колебаний водородной (Н-плазмы) и дейтериевой (D-плазмы) плазмы, анализируются как при относительно коротком СВЧ-импульсе $\Delta t_{RF} \approx 8$ мс, так и в условиях увеличенной до $\Delta t_{RF} \approx$ ≈ 20 мс длительности, соответствующей длительности квазистационарного участка плазменного тока.

Статья состоит из 6-ти разделов. После введения, во 2 разд. подробно описываются условия эксперимента по генерации НГТУ. Характерные особенности перехода в режим ICC при длительном ($\Delta t_{RF} \sim 19.5$ мс) СВЧ-импульсе рассматриваются в 3 разд. В 4 разд. анализируется эффект подавления МГД-активности при генерации НГТУ. Обсуждение, выводы и заключение приведены в 5 и 6 разд. соответственно.

2. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

Сильфонная (гофрированная) вакуумная тороидальная камера токамака ФТ-2 изготовлена из тонкой нержавеющей стали с удельной проводимостью $\sigma_{\mu} = 0.89 \times 10^6 \text{ Om}^{-1} \text{ м}^{-1}$. При толщине камеры $\delta = 3 \times 10^{-4}$ м и усредненном малом радиусе b = 0.1 м скиновое время проникновения электромагнитного поля составляет τ $= (2\pi b\sigma_{\mu}\delta)/10^{7} \le 12 \times 10^{-6}$ с, что позволяет регистрировать МГД-колебания плазмы без искажений в полосе частот $f \le 80$ кГц. Характерной особенностью токамака ФТ-2 является наличие толстого медного кожуха с разрезами (в дополнение к управляющим виткам) для стабилизации равновесия и МГД-неустойчивостей плазменного шнура, что позволяет проводить длительную экспериментальную серию из повторяющихся однотипных разрядов. Для определения модовых структур МГД-колебаний используется система магнитных зондов, размещенных на вакуумной камере внутри медного кожуха в одном полоидальном сечении токамака, рис. 1. Параметры установки: большой радиус тороидальной камеры R = 0.55 м, радиус полоидальной диафрагмы a = 0.078 м, диапазон изменения значений плазменного тока омического нагрева $I_{OH} = 19 - 40$ кA, длительность разряда $\Delta t_{OH} = 60$ мс, длительность СВЧ-импульса волны накачки на частоте $f_0 =$ = 920 МГц варьировалась в пределах $\Delta t_{RF} = (5-20)$ мс. СВЧ-мощность $P_{RF} \le 200$ кВт вводилась на квазистационарной стадии разряда со стороны слабого магнитного поля с помощью двухволноводного грилла, конструкция которого обеспечивала формирование двунаправленного пространственного спектра НГ-волн с максимумами энергии в области продольных замедлений N_z^{pic} = = -1.8, -9, 4 и 20. В исследованиях на токамаке ФТ-2 была установлена важная роль взаимодействия различных частей спектра N_z^{pic} вводимой СВЧ-волны (синергетического эффекта) для эффективной генерации НГТУ [2, 3]. Система питания токамака обеспечивала стабилизацию плазменного тока Іон, что при генерации нижнегибридного тока увлечения І_{СD} приводило к пропорциональному уменьшению напряжения на обходе плазменного шнура ΔU_{pl} , т.е. I_{CD} = $= I_{OH*} \Delta U_{nl} / U_{nl}$. Параметры плазмы контролировались с помощью основных диагностик, в том числе: многопроходной лазерной диагностики томсоновского рассеяния (TS), анализатора атомов перезарядки (NPA), СВЧ-диагностик, 2 мм СВЧ-интерферометра, диагностик жесткого (HXR) и мягкого (SXR) рентгеновского излучения, оптической спектроскопии, болометрических измерений и электромагнитных зондов. В рассматриваемой серии экспериментов МГД-колебания плазмы регистрировались с помощью системы из 5-ти магнитных зондов Мирнова (в тексте они обозначены под используемыми номерами: № 06, 48, 11, 71 и 69), расположенных в одном полоидальном сечении токамака – рис. 1. Вертикальная пунктирная линия на рис. 1 обозначает положение центра тороидальной камеры. Красной и синей стрелками на этом рисунке отмечены установленные направления вращения МГД-мод и направление электронного диамагнитного дрейфа соответственно. Сигналы магнитных зондов записывались на АЦП с частотой дискретизации 1 МГц и обрабатывались с помощью стандартных и специальных программ. Параметры надтепловых (Superthermal, ST) и убегающих (Runaway, RA) электронов, возникающих при генерации НГТУ, определялись с помощью рентгеновского спектрометра, регистрирующего кванты HXR с энергией $E_{hy} > 0.2$ МэВ, и приемников синхротронного излучения [7-9].

3. РЕЖИМ ІСС И ХАРАКТЕРИСТИКА МГД-АКТИВНОСТИ

Как было отмечено во введении, в ходе проводимых исследований при генерации НГТУ был обнаружен эффект формирования режима улучшенного удержания энергии в центре плазменного шнура (ICC). Переход наблюдался как в водородной плазме (Н-плазме), так и в дейтериевой плазме (D-плазме) [3, 5], что проявлялось в спонтанном росте плотности и электронной температуры (рис. 4 и 5 в [3, 5]). На рис. 2 приведены результаты, полученные в экспериментах с водородной плазмой. Переход в режим ICC (рост плотности плазмы и дополнительная "подсадка" напряжения обхода ΔU_{pl}) происходит на 32-й мс.



Рис. 1. Схема расположения магнитных зондов в полоидальном сечении токамака (пунктирная линия справа обозначает положение центра тороидальной камеры). Красной стрелкой отмечено направление вращения МГД-мод, синей – направление вращения электронного диамагнитного дрейфа.

Обращает на себя внимание то обстоятельство, что прекращение режима ІСС (уменьшение Т, и n_e), наблюдаемое на 38-й мс, т.е. приблизительно за 2 мс до окончания СВЧ-импульса. совпадает с возникновением интенсивных МГД-колебаний. На рис. 3 приведены сигналы с верхнего магнитного зонда № 06 (см. схему на рис. 1) для 3-х экспериментальных режимов: 1 – только омический нагрев ОН; 2 – комбинированный режим ОН + + НГТУ, при $\Delta t_{RF} = 8$ мс и 3 - OH + НГТУ при более продолжительном СВЧ-импульсе $\Delta t_{RF} =$ = 19.5 мс. В режиме 1 -различаются два временных отрезка с МГД-колебаниями различной интенсивности. В первом интервале (от 28-й до 36-й мс) регистрируются колебания с относительно умеренной амплитудой, а во втором, после 37-й мс – колебания с существенно большей амплитудой. Характерно, что в режимах 2 и 3, при генерации НГТУ, "подавляются" МГД-колебания только в первом интервале. При этом согласно [3, 5], происходит уширение канала плазменного тока за счет дополнительной генерации пучков высокоэнергичных надтепловых электронов, переносящих часть плазменного тока.

4. СПЕКТРАЛЬНЫЙ АНАЛИЗ МГД-КОЛЕБАНИЙ

Во всех рассматриваемых в статье экспериментальных сериях с номерами импульсов #072016, #071916 (Н-плазма) и #061516 (D-плазма) во время режима OH, а также после окончания импуль-

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ том 48 № 9 2022



Рис. 2. а) – Изменение средней плотности плазмы $\langle n_e \rangle$ при генерации НГТУ (красная линия) в разрядах экспериментальной серии #071916 в сравнении с плотностью плазмы в режиме омического разряда (OH) (черная линия). Длительности СВЧ-импульса $\Delta t_{RF} =$ = 19.5 мс. Вводимая СВЧ-мощность $P_{RF} = 67$ кВт; б) – подсадка на напряжении обхода U_{pl} при генерации НГТУ. Штриховой линией на рисунке показан результат моделирования изменения величины U_{pl} с помощью кода АСТРА в режиме ОН при росте Z_{eff} аналогичном режиму НГТУ от 2.8 до 3.6; в) – сигнал с магнитного зонда № 06.

са НГТУ, регистрировались МГД-колебания с частотой f = 30-40 кГц.

Радиальные профили электронной температуры $T_e(r)$ и плотности плазмы $n_e(r)$, а также и характер их изменения при генерации НГТУ в Н-плазме, приведены на рис. 4. В начале СВЧимпульса (30-я мс) наблюдается уменьшение величины T_e , а затем (на 35-й мс) при переходе в режим ICC вместе с ростом плотности происходит дополнительный нагрев электронов. Подобная динамика характерна и для D-плазмы [3, 5]. На рис. 4 приведены также профили запаса устойчивости q(r), рассчитанные с помощью кода ACTPA для режима OH (25-я мс) и режима генерации НГТУ (34-я мс) по методике, используемой в [5]. Характер изменения q(r) отражает эффект уширения канала плазменного тока.

Как отмечалось выше, при вводе СВЧ-мощности P_{RF} происходит подавление МГД-колебаний, как это показано на рис. 36, а в случае продолжительного СВЧ-импульса $\Delta t_{RF} = 19.5$ мс – на-



Рис. 3. Сравнение сигналов с магнитного зонда № 06 (см. схему на рис. 1) для 3-х случаев: а) – режим только омического нагрева ОН, б) – режим генерация НГТУ при длительности импульса СВЧ $\Delta t_{RF} = 8$ мс, в) – режим генерации НГТУ при длинном СВЧ-импульсе $\Delta t_{RF} = 19.5$ мс.

блюдается подавление колебаний в интервале (28-36) мс, рис. 3с. Вместе с тем, возникает последовательность ("гребенка") коротких всплесков, которые, по всей видимости, связаны с веерной неустойчивостью [7, 10], возбуждаемой надтепловыми (Suprathermal, ST) и убегающими электронами (Runaway, RA), генерируемыми НГволной в плазме. Согласно [10], в результате вспышки веерной неустойчивости происходит изотропизация функции распределения ST и RA электронов, что, в свою очередь, приводит к потере (сбросу) в магнитных пробках (рипплах) той части плазменного тока, которая переносится надтепловыми и убегающими электронами. С периодическим сбросом тока связаны кратковременные ($\Delta t \sim 100$ мкс) всплески сигналов магнитных зондов (т.н. "гребенка), частота повторений которых *f* ≈ 3.5 кГц (рис. 3).

В ряде случаев в состоянии с "подавленными" МГД-колебаниями во время генерации НГТУ после перехода в режим ICC наблюдалось кратковременное возбуждение цуга колебаний с относительно более низкой частотой f = 15-16 кГц (временной интервал 32 мс–34 мс на рис. 5). Та-



Рис. 4. Изменение радиальных профилей электронной температуры $T_e(r)$, плотности плазмы $n_e(r)$ (СВЧ-интерферометр) и параметра запаса устойчивости q(r) при генерации НГТУ, где длительность СВЧ-импульса $\Delta t_{RF} = 19.5$ мс (с 25-й мс по 43.5-й мс разряда).

кая вспышка МГД-активности сопровождалась возрастанием сигнала жесткого рентгена НХR и небольшим уменьшением величины средней хордовой плотности $\langle n_e \rangle$. Однако, при этом, сохранялся типичный сценарий изменения электронной температуры T_e и средней плотности плазмы $\langle n_e \rangle$, наблюдаемый при переходе в режим улучшенного удержания ICC.

Как отмечалось выше, сигналы магнитных зондов записывались на АЦП с частотой дискретизации 1 МГц, что вполне обеспечивало последующий анализ МГД-колебаний наблюдаемых в полосе частот f = 30 - 50 кГц. Определение характерных чисел *m* и *n* МГД тиринг-мод (где отношение m/n = q(r) — запас устойчивости в области локализации данной моды) и скорости их вращения *v*_m осуществлялось путем спектрального и корреляционного анализа сигналов выбранной пары зондов, разнесенных в полоидальном направлении на угол θ . Здесь и ниже *m* и *n* – полоидальное и тороидальное числа моды МГД-возмущения [6]. Зонды № 06 и № 48, смещенные друг относительно друга на угол $\theta = 20^\circ$, использовались в экспериментальной серии #071916. Зонды № 06 и № 69 ($\theta = 105^{\circ}$) использовались в серии #061516, а пара зондов № 06 и № 11, отстоящих на угол



Рис. 5. Сверху вниз: сигнал магнитного зонда № 06; электронная температура $T_e(y, t)$ на центральной хорде зондирования в точках измерения y = 0 см, 3 см и 5 см; сигнал жесткого рентгена НХR и изменение средней плотности плазмы $\langle n_e(t) \rangle$ при генерации НГТУ, когда во время СВЧ-импульса наблюдалась короткая вспышка МГД-моды.

 $\theta = 150^{\circ}$, использовалась в экспериментах серии #072016. По временному запаздыванию характерных особенностей на сигналах зондов было установлено, что вращение МГД-мод (отмечено красной стрелкой на рис. 1) направленно в сторону электронного диамагнитного дрейфа (синяя стрелка). Из-за отсутствия тороидально разнесенных зондов при определении значения полоидального числа *т* предполагалось, что тороидальное число n = 1, что соответствует большинству наблюдений на токамаках [6, 11]. На рис. 6 и 7, в качестве примера, приведены спектры мощности P_1 и P_2 сигналов с зондов № 06 и 48, а также спектры когерентности и кросс-фазы этих сигналов для двух коротких интервалов времени (32.5-34.3) мс и (41.5-43.3) мс, выбранных на характерных участках омического разряда, представленного на рис. За. Приведенные спектры вычислялись последовательно для 28 реализаций, взятых с шагом дискретизации по времени 1 мкс путем усреднения по методике FFT (Fast Fourier Transform, FFT). Видно, что в обоих случаях максимальная интенсивность колебаний при почти 100% когерентности между сигналами соответствует частоте $f_1 = 32 \ \kappa \Gamma$ ц. Фазовые сдвиги между сигналами двух зондов для этой частоты в первом интервале (32.5–34) мс близки к значению $\Delta \phi_1 =$ $=40^{\circ}$, а во втором временном интервале (41.5-43.3) мс $-\Delta \phi_2 = 58^\circ$. С учетом значения угла $\theta = 20^\circ$ число *т* для первого интервала определяется как $m_1 = \Delta \phi_1 / \theta = 2$, а для второго интервала $m_2 \approx 3$. Где индексами 1 и 2 при *т* помечены рассматриваемые временные интервалы (32.5-34) мс и (41.5-43.3) мс соответственно. Согласно приведенному на рис. 4 профилю запаса устойчивости q(r) == m/n, рассчитанного с помощью кода ACTPA по методике, изложенной в [5], положение магнитного острова с параметрами $m_1 = 2, n_1 = 1$ соответствует радиусу плазменного шнура $r \approx 5$ см, а моде $m_2 = 3, n_2 = 1$ соответствует локализация при *r* ≈ 7 см.



Рис. 6. Спектры мощности P_1 (черная линия) и P_2 (серая линия) сигналов с магнитных зондов № 06 и № 48 соответственно, спектры их когерентности (синяя линия) и кросс-фазы (желтая линия) для первого временного интервала (32.5–34.3) мс в режиме омического разряда (см. также рис. 3а).



Рис. 8. Временная задержка между сигналами зондов № 06 и № 48 в пределах первого временного интервала ОН разряда (32.5–34.3) мс.

Для нахожления линейной и угловой скоростей вращения МГД-моды определялась временная задержка Δt между сигналами двух смещенных на угол θ зондов и длина дуги $l_{arc}(\theta)$ окружности с радиусом, соответствующим локализации моды. Для рассматриваемого случая режима разряда ОН (#071916 33) характерные временные сдвиги между сигналами двух зондов составляли $\Delta t_1 = 4$ мкс и $\Delta t_2 = 6$ мкс соответственно. Это проиллюстрировано на рис. 8 и 9 на примере выбранных коротких отрезков времени (в пределах двух характерных интервалов времени). Эти данные неплохо согласуются с временными задержкам между сигналами зондов, определенными с помощью взаимной корреляционной функции (Cross-Correlation Function, CCF), представлен-



Рис. 7. Спектры мощности P_1 (черная линия) и P_2 (серая линия) сигналов с зондов № 06 и 48 соответственно, спектры когерентности (синяя линия) и кроссфазы (желтая линия) для второго интервала времени (41.5–43.3) мс в режиме омического разряда (см. также рис. 3а).



Рис. 9. Временная задержка между сигналами зондов № 06 и № 48 в пределах второго временного интервала ОН разряда (41.5–43.3) мс.

ной на рис. 10 как для широкого временного интервала разряда (20-45 мс. 3-D-представление). так и для двух отмеченных выше (см. рис. 8 и 9) моментов времени (2-D-представление). Данные на рис. 10 приведены в нормированных относительных единицах. В процессе обработки вычиталась постоянная составляющая, а затем сигналы зондов нормировались на один уровень по среднеквадратичному отклонению. Взаимная корреляционная функция рассчитывалась для реализаций длиной в 64 точки со сдвигом в 32 точки и временным лагом от 1 до 100 точек (т.е. от 1 мкс до 100 мкс). Для моды $m_2 = 3$ на радиусе r = 7 см длина окружности составляла $l_{circ} = 44$ см, а длина дуги для $\theta = 20^{\circ} - l_{arc}(\theta) = 2.4$ см. Соответственно для моды $m_1 = 2$, находящейся на радиусе

776



Рис. 10. 3D и 2D (нижний рисунок) представление относительно нормированной взаимной корреляционной функции CCF используемой для определения временных задержек Δt между сигналами зондов № 06 и № 48. Стрелками на (3D) обозначены временные задержки Δt между сигналами зондов для выбранных на вертикальной оси моментов времени (32 мс и 42 мс) разряда.

r = 5 см, длина окружности определена как $l_{circ} =$ = 31.4 см и длина дуги $l_{arc}(\theta) = 1.74$ см. Тогда, с учетом установленных временных задержек между сигналами двух зондов, линейная скорость вращения моды $m_1 = 2$ определяется как $v_1(r =$ = 5 cm) = $l_{arc}/\Delta t_1$ = 4.4 км/с, а моды m_2 = 3 – $v_2(r$ = 7 cm) = 4 км/с. Угловые скорости, определяемые как $\omega_{\theta} = 1/T = v_{1,2}/l_{circl}$, составляют $\omega_{\theta 1} =$ = 14 кГц и $\omega_{\theta 2}$ = 9 кГц соответственно. Достоверность определения чисел m_1 и m_2 , временных задержек $\Delta t_{1,2}$ и скоростей вращения $v_{1,2}$ в свете сделанных предположений (n = 1) и расчетных значений q(r) может быть проверена соотношением $\omega_{\theta} \approx f/m$, поскольку угловая скорость полоидального вращения (в пренебрежении тороидальным вращением моды) определяется непосредственно из наблюдаемой частоты f.

Таким образом, как видно из рис. 2 и 3, при генерации НГТУ подавляется только мода $m_1 = 2$, локализованная на радиусе r = 5 см. Мода $m_2 = 3$, возникающая на периферии плазменного шнура при отключении НГТУ (на 37-й мс) еще до конца СВЧ-импульса на 40-й мс, остается практически такой же, как и в омическом режиме (1). Для оценки изменения характеристик МГД-колебаний во время НГТУ можно воспользоваться случаем вспышки короткого цуга во время СВЧ-им-

пульса в разряде #072016 06, рис. 5. В этом эксперименте регистрировались сигналы с зондов 06 и 11, смещенных один относительно другого на угол $\theta = 150^\circ$. На рис. 11 и 12, приведены спектры мощности сигналов зондов 06 и 11, а также спектры когерентности и кросс-фазы, рассчитанные для двух интервалов времени разряда #072016 06. Во вспыхнувшем при НГТУ цуге (рис. 5) частота, соответствующая максимальной интенсивности колебаний, снизилась по сравнению с омическим режимом 1 от $f_1 = 32$ кГц до 15.7 кГц. Напротив, по окончании генерации НГТУ (рис. 12) частота, соответствующая 100% когерентности, увеличилась по сравнению с режимами 1 и 2 от $f_2 = 32 \, \mathrm{k} \Gamma \mathrm{I}$ до 40 кГц. Величина фазового сдвига $\Delta \phi_1$ между сигналами двух зондов в этом случае рассчитывалась из соотношения $\Delta \phi_1 \pm 2\pi k = 37 - 40^\circ$. Необходимость учета слагаемого $2\pi k$, где k = 0, 1..., объясняется достаточно большим значением угла θ. Величина $\Delta \phi_1 = -320^\circ$, полученная из этого соотношения при k = 1, приводит к значению $m_1 =$ $= |\Delta \phi|/\theta = 2.1$. Таким образом, в рассматриваемом случае во время генерации НГТУ происходит кратковременная вспышка моды *m*₁ ≈ 2. Фазовый сдвиг $\Delta \phi_2$ МГД-колебаний, возникающих по окончании генерации НГТУ, полученный из соотношения $\Delta \phi_2 \pm 2\pi k = 140^\circ$, где k = 1, 2, ... составляет $\Delta \phi_2 = -580^{\circ}$ или -500° . Следовательно,



Рис. 11. Автоспектры сигналов с зондов № 06 (черная линия) и № 11 (серая линия) соответственно; спектры когерентности и спектры фазовых соотношений для короткого интервала времени цуга (32.5–34) мс (см. рис. 5) в разряде с НГТУ в режиме *3*.

 $m_2 = |\Delta \phi_2|/\theta \approx 3.9$ или 3.3, что определяет значение $m_2 = 4$ или $m_2 = 3$. В эксперименте #071916 ($\theta = 20^\circ$) число m_2 определяется с меньшей погрешностью и после окончания генерации НГТУ $m_2 = 3$. Следует заметить, что полоидальные числа 3 и 4 соответствуют близко расположенным модам, поскольку магнитный остров с $m_2 = 3$ расположен на радиусе $r \approx 7$ см, а острову с $m_2 = 4$ соответствует радиусу $r \approx 7.5$ см. (см. рис. 4).

На рис. 13 в формате 3D и 2D приведены взаимные корреляционные функции сигналов зондов № 06 и № 11. Временная задержка между сигналами 2-х зондов для цуга *m*₁ = 2 во время НГТУ составляет $\Delta t_1 = 32 - 60$ мкс, а после окончания генерации НГТУ $\Delta t_2 = 35.5 - 43$ мкс. Максимум ССГ для отсчета интервала времени Δt выбран с учетом необходимости выполнения соотношения $\omega_{\theta} \approx$ $\approx f/m$, что, в свою очередь, определяет значение запаздывания $\Delta t \approx \theta m/2\pi f$, где θ в радианах, (см. Приложение). Длина окружности на радиусе r == 5 см, l_{circ} = 31.4 см, а длина дуги при θ = 150° равна $l_{arc} = 13.8$ см. Для r = 7.5 см и $l_{circ} = 47.1$ см, длина дуги при $\theta = 150^{\circ}$ составляет $l_{arc} = 19.6$ см. Тогда, учтя временные отрезки Δt , можно оценить скорость вращения вспыхнувшей моды $m_1 = 2$, которая во время НГТУ падает от $v_1 = l_{arc}/\Delta t_1 = 4.3$ км/с до $v_1^{\text{НГТУ}} \le 2.3$ км/с. Скорость v_2 вращения моды *m*₂ = (3-4) после окончания генерации НГТУ возрастает от 4 км/с до (4.6-5.5) км/с. Угловая скорость $\omega_{\theta} = v/l_{cicl}$ во время НГТУ уменьшается от $\omega_{\theta 1} = 14$ до 7 кГц, а после НГТУ увеличивается до $\omega_{\theta 2} = (9.7 - 11)$ кГц.



Рис. 12. Автоспектры сигналов с зондов № 06 (черная линия) и № 11 (серая линия) соответственно; спектры когерентности и спектры фазовых соотношений после нагревной фазы в режиме *3*. Выбранный интервал времени (41.5–43.3) мс (см. также рис. 5) разряда после отключения режима генерации НГТУ.

Все полученные выше значения параметров МГД-колебаний (*f*, кГц; мода, *m/n*; *r*, см; V_{pol} , км/с; $\omega_{\theta} = 1/T$, кГц; E_{rad} , кВ/м) представлены в табл. 1: "Значения параметров плазмы и характе-



Рис. 13. 3D- и 2D-представление взаимной корреляционной функции ССГ для определения временных задержек Δt между сигналами зондов № 06 и № 11. Стрелкам обозначены задержки сигналов для отмеченных на нижнем рисунке моментов времени.

Таблица 1. Значения параметров плазмы и характеристики регистрируемых процессов, реализуемые в различных режимах разряда в токамаке ФТ-2. Параметры МГД-колебаний для режима *1* ОН приведены в первых двух строках. Данные для режимов *2* и *3* при генерации НГТУ приведены в третьей сроке (ОН + НГТУ). В последней строке представлены параметры МГД-колебаний после прекращения НГТУ на 36-й мс в режиме *3*

Режим	<i>f,</i> кГц	Мода, <i>т/п</i>	<i>г</i> , см	V_{pol} , км/с	$\omega_{\theta} = 1/T, \kappa \Gamma$ ц	<i>E_{rad}</i> , кВ/м
ОН, первый интервал (26-38) мс	32	2/1	5	4.4	14	-2.1
Второй интервал после 38-й мс	32	3/1	7	4	9	-1.9
ОН + НГТУ	Падение <i>f</i> от 31.2 до 15.6	2/1	5	Снижение от 4.3 до 2.3	Снижение от 14 до 7	Снижение от -2 до -1.1
ОН, после НГТУ 36 мс	40	(3-4)/1	7-7.5	4.6-5.5	9.7-11	Рост от -1.9 до -2.6

ристики регистрируемых процессов, реализуемые в различных режимах разряда в токамаке ФТ-2". Параметры МГД-колебаний для режима *1* ОН приведены в первых двух строках. Данные для режимов 2 и 3 при генерации НГТУ приведены в третьей сроке (ОН+НГТУ). В последней строке представлены параметры МГД-колебаний после прекращения НГТУ на 36-й мс в режиме 3.

5. ОБСУЖДЕНИЕ И ВЫВОДЫ

Таким образом, проанализированы результаты экспериментов по генерации НГТУ в H/D-плазмах с CBЧ-импульсом большой длительности: $\Delta t_{RF} = 19.5$ мс. Установлено, что эффект формирования ICC при НГТУ, обнаруженный изначально в D-плазме [3, 5], наблюдается, также и в H-плазме.

Измерения с помощью магнитных зондов позволили установить, что в разряде ОН вращение МГД-мод происходит в направлении электронного диамагнитного дрейфа. Также удалось идентифицировать наблюдаемые МГД-моды: $m_1 = 2$, $n_1 = 1$ во временном интервале (25–38) мс и $m_2 =$ $= 3-4, n_2 = 1$ в конце разряда после 38-й мс. В результате корреляционного анализа сигналов зондов, размещенных на разных полоидальных углах θ , и модельных расчетов параметра q(r) с помощью кода АСТРА установлено, что мода МГД-колебаний с числами $m_1 = 2, n_1 = 1$ возбуждаются в районе радиуса плазменного шнура r = (5-6) см, где величина q = 2, а мода с числами $m_2 = 3, n_2 = 1$ локализована вблизи радиуса $r \approx$ ≈ 7 см.

Анализ МГД-колебаний с помощью магнитных зондов Мирнова позволил оценить линейную v_{pol} и угловую ω_{θ} скорости вращения идентифицированных мод с числами $m_1 = 2$, n = 1 и $m_2 = 3$, n = 1. В омическом режиме *I* наблюдались два характерных участка. В интервале (26–38) мс колебания с частотой f = 28-32 кГц соответствуют моде $m_1 = 2, n = 1$, находящейся на r = 5 см. Полоидальная скорость вращения этой моды составила $v_{pol} = 4.4$ км/сек, а угловая скорость — $\omega_{\theta} = 14$ кГц.

В конце разряда после 38-й мс колебания с частотами f = 28-32 кГц соответствуют моде $m_2 = 3$, $n_2 = 1$, находящейся на радиусе плазменного шнура r = 7см. Полоидальная скорость вращения этой моды составила $v_{pol} = 4$ км/с, а угловая скорость – $\omega_{\theta} = 9$ кГц.

Экспериментально установлено, что генерация НГТУ при средней плотности плазмы $\langle n_e \rangle \approx$ \approx (1.5–2) × 10¹⁹ м⁻³ приводит к 50% замещению индукционного тока I_{OH} и сопровождается подавлением МГД-колебаний (см. интервал 25-38 мс на рис. 3 и 5), то есть проявляется эффект "запертой" моды [11]. При "запирании" моды падает не только амплитуда МГД-сигнала, но и уменьшается его частота. При этом размер острова может не уменьшаться, и он также опасен с точки зрения роста потери энергии. Этот эффект подавления (запирания) МГД-колебаний может быть связан с уширением профиля канала тока при генерации НГТУ [3, 5], что приводит к уменьшению ширины МГД-острова моды m = 2, n = 1. Тем не менее, возможна и другая трактовка, основанная на анализе вышеприведенных экспериментальных данных. В режиме 3 в комбинированном режиме ОН + НГТУ и длительности $\Delta t_{RF} = 19.5$ мс при генерации НГТУ наблюдалось подавление МГД-моды m = 2, n = 1. В отдельных импульсах возбуждения НГТУ отмечались случаи коротковременной вспышки этой моды (рис. 5), но на частоте $f = 15.6 \, \mathrm{kFu}$, более низкой, чем в омическом режиме 1, где эта частота находилась в интервале значений f = 28-32 кГц. В результате кросскорреляционного анализа этих колебаний установлено, что в режиме 3 скорость полоидального вращения моды m = 2, n = 1 в области r = (5-6) см снизилась до величины $v_{pol} = 2.3$ км/с, т. е. замет-

но уменьшилась по сравнению с режимом ОН 1, где $v_{pol} = 4.4$ км/с. Угловая скорость при этом уменьшается с $\omega_{\theta} = 14$ до $\omega_{\theta} = 7$ кГц (см. таблицу). Если предположить, что тороидальная скорость врашения плазмы в режимах омического нагрева мала и частота МГД-колебаний определяется только полоидальным вращением плазмы v_θ в скрещенных полях $E_r \times B_T$ (здесь E_r – возникающее в плазме радиальное электрическое поле, *B_T* – индукция тороидального магнитного поля в плазме), то наблюдаемое замедление вращения во время комбинированного режима ОН + НГТУ может быть связано либо с уменьшением значения E_r на радиусе плазмы r = 5 см, либо с появлением дополнительного тороидального вращения *v*_о плазменного шнура. Уменьшение отрицательного значения величины Е, может быть связанно с развитием при генерации НГТУ веерной неустойчивости и потерей высокоэнергичных электронов в рипплах [10]. А дополнительное тороидальное вращение может появиться из-за передачи продольного импульса НГ-волны накачки надтепловым электронам плазмы, как это наблюдалось в аналогичных экспериментах по генерации НГТУ на других токамаках [12]. В этом случае скорость тороидального вращения должна иметь значение масштаба $v_{\phi} \sim q v_{\theta}$ и быть направленной в сторону, противоположную направлению плазменного тока.

Следует отметить, что в аналогичных экспериментах по генерации НГТУ на других токамаках ((ASDEX, DITE, PETULA) [13], PDX [14], и HT-7 [15]) также наблюдалась характерная раскачка, стабилизация и "запирание" тиринг-моды типа m/n = 2/1, что влияло на эффективность генерации НГТУ и стабильность разряда. Поэтому исследование этих процессов носит общий характер и имеет важное значение для стабилизации разряда при НГТУ. Так, согласно [13], на токамаке ASDEX после раскачки и последующего "запирания" тиринг-моды m/n = 2/1 в ходе генерации НГТУ (LHCD) при достижении определенного уровня значения комбинации $I_{OH}\langle n_e \rangle$ происходил срыв разряда, что заметно ограничивало уровень вводимой мощности СВЧ-накачки. Для предотвращения такого развития события приходилось либо с помощью дополнительных методов нагрева (NBI и IBW) полоидально раскручивать плазму, активизируя моду m/n = 2/1, либо, используя несколько антенн при разных фазировках, формировать более сложный спектр волны накачки с несколькими максимумами $N_z^{pic} = 2.2, 3$ и 3.7. В результате синергетического эффекта происходило уширение профиля канала плазменного тока, стабилизация состояния моды m/n = 2/1, и обеспечивались оптимальные условия генерации НГТУ (LHCD). Поэтому, как отмечается в [13, 14]

необходимо обширное исследование для достижения ситуации, когда текущий профиль канала плазменного тока может быть изменен без дестабилизации МГД-режимов.

В экспериментах на токамаке ФТ-2 при изначально сформированном сложном спектре волны накачки с несколькими максимумами N_z^{pic} (см. раздел "Описание эксперимента") получен характерный результат запирания моды m/n = 2/1. Кроме изменения профиля канала плазменного тока, обращено внимание на возможную роль в запирании моды m/n = 2/1 раскачки веерной неустойчивости и возникновения тороидального вращения плазменного шнура при генерации НГТУ.

Наблюдаемое прекращение генерации НГТУ в режиме 3 раньше окончания СВЧ-импульса совпадает с возникновением (раскачкой) на периферии разряда в районе радиуса плазменного шнура $r \approx (7-8)$ см МГД тиринг-мод с числами m = 3-4, n = 1 и характерными частотами колебаний f = 32 - 40 кГц. При этом линейная полоидальная скорость вращения увеличивается по сравнению со скоростью вращения в этот период в режиме (1) от $v_{pol} = 4$ км/с до $v_{pol} \approx (4.6-5.5)$ км/с. Соответственно, и угловая частота увеличивается от $\omega_{\theta} = 9 \ \kappa \Gamma \mu$ до $\omega_{\theta} \approx (9.7 - 11) \ \kappa \Gamma \mu$. Прекращение генерации НГТУ наступает раньше окончания СВЧ-импульса, и это, по-видимому, связано с возбуждением на радиусе плазменного шнура r = (7-8) см мод m = (3-4), n = 1 (см. рис. 2 и 3). Подобным образом увеличение скорости полоидального вращения после отключения НГТУ (при условии отсутствия тороидального вращения) можно объяснить возрастанием, по сравнению с режимом 1 ОН, величины радиального электрического поля E_r в районе радиуса r = 7.5 см. Увеличение E_r и, соответственно, шира полоидального вращения на периферии может способствовать появлению здесь транспортного барьера. Это согласуется с ростом градиента на профиле плотности плазмы при его заметном уширении на 40-й мс разряда (см. рис. 4).

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проанализированы результаты экспериментов по генерации НГТУ в водородной и дейтериевой плазме с СВЧ-импульсом большой длительности $\Delta t_{RF} = 19.5$ мс. Проведенные измерения с помощью магнитных зондов позволили идентифицировать МГД-моды как в разряде с индукционным омическим током ОН, так и в режиме при генерации неиндукционного нижнегибридного тока увлечения НГТУ. Так мода m = 2, n = 1 наблюдаемая во временном интервале (25–38) мс возбуждается в районе радиуса плазменного шнура r = (5-6) см, где запас устойчивости q = 2; а мо-

да m = 3, n = 1, наблюдаемая после 38-й мс в конце ОН-разряда, локализована при радиусе $r \approx 7$ см. Были получены значения их полоидальных скоростей вращения. Экспериментально установлено, что при средней плотности плазмы $\langle n_e \rangle \sim (1.5-2) \times 10^{19}$ м⁻³ генерация НГТУ приводит к 50% замещению индукционного тока I_{OH} , и сопровождается подавлением МГД-колебаний (интервал 25–38 мс на рис. 3 и 5), то есть проявляется эффект "запирания" моды m/n = 2/1.

На основе экспериментальных и расчетных данных было высказано предположение, что эффект подавления МГД-колебаний может быть связан (1) с уширением профиля канала тока при генерации НГТУ или (2) во время комбинированного режима генерации тока (ОН + НГТУ) с замедлением полоидального $E_r \times B$ вращения из-за уменьшения значения радиального электрического поля E_r в плазме. Кроме того, не исключается появление дополнительного тороидального вращения v_о плазменного шнура из-за передачи продольного импульса НГ-волны накачки надтепловым электронам плазмы. Прекращение генерации НГТУ наступает раньше окончания СВЧ-импульса и, по-видимому, связано с возбуждением на радиусе r = (7-8) см МГД-мод с числами m = 3 - 4, n = 1.

Верификация сделанных предположений нуждается в дополнительных измерениях с использованием большего количества магнитных зондов и других диагностик таких, например, как доплеровская и корреляционная рефлектометрия. Такие эксперименты предполагаются при выполнении дальнейших исследований.

Авторы выражают благодарность Корневу В.А. и Жубру Н.А. за полезные обсуждения. Функционирование токамака ФТ-2 и исследования перехода плазмы в режим улучшенного удержания (разд. 2, 3) поддержаны в рамках государственного контракта ФТИ им. А.Ф. Иоффе 0040-2019-0023; эксперименты по исследованию генерации тока при низкой плотности плазмы (разд. 4, 5) выполнены в рамках государственного контракта 0034-2021-0001.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Определение круговой скорости МГД-моды рассчитывалось по формуле: $v_{circl} = l_{arc}/\Delta t = R\theta/\Delta t$, где $\Delta t = R\theta/v_{circl}$ – временная сдвижка или "запаздывание" между сигналами двух используемых магнитных зондов, разнесенных на угол θ (см. пример на рис. 8 и 9). Определение угловой скорости моды рассчитывалось по формуле: $\omega = 1/T = v_{circl}/2\pi R$, с другой стороны, при известных значениях частоты f и параметра m (в случае n = 1), величину угловой частоты можно рассчитать по формуле $\omega = f/m$. Приравнивая эти два определения угловой скорости $f/m = v_{circl}/2\pi R$, можно выразить круговую скорость: $v_{circl} = 2\pi R f/m$. Подставляя это значение в определение временной сдвижки сигнала одного зонда по отношению к сигналу другого, получаем характерное взаимоотношение $\Delta t = \theta m/2\pi f$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Hoang G.T., Bécoulet A., Jacquinot J., Artaud J.F., Bae Y.S., Beaumont B., Belo J.H., Berger-By G., Bizarro João P.S., Bonoli P., Cho M.H., Decker J., Delpech L., Ekedahl A., Garcia J., Giruzzi G., Goniche M., Gormezano C., Guilhem D., Hillairet J., Imbeaux F., Kazarian F., Kessel C., Kim S.H., Kwak J.G., Jeong J.H., Lister J.B., Litaudon X., Magne R., Milora S., Mirizzi F., Namkung W., Noterdaeme J.M., Park S.I., Parker R., Peysson Y., Rasmussen D., Sharma P.K., Schneider M., Synakowski E., Tanga A., Tuccillo A. Wan Y.X. // Nucl. Fusion. 2009. V. 49. 075001 (11 pp.).
- 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. 803–814.
- 3. Лашкул С.И., Алтухов А.Б., Гурченко А.Д., Гусаков Е.З., Дьяченко В.В., Есипов Л.А., Коновалов А.Н., Куприенко Д.В., Шаталин С.В., Степанов А.Ю. // Физика плазмы. 2022. Т. 48. № 5. С. 387.
- 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.
- 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., Перевалов А.А., Савельев А.Н., Степанов А.Ю., Шаталин С.В. // Физика плазмы. 2017. Т. 43. № 7. С. 593.
- 6. *Мирнов С.В.* Физические процессы в плазме токамака. М.: Энергоатомиздат, 1985. Гл. 6. 185 с.
- Rozhdestvensky V.V., Lashkul S.I., Dyachenko V.V., Khilkevitch E.M., Krikunov S.V., Esipov L.A., Altukhov A.B., Kouprienko D.V., Stepanov A.Yu., Shevelev A.E., Shatalin S.V. // Energy and Environmental Engineering. 2015. V. 3. № 3. P. 42.
- Shevelev A.E., Khilkevitch E.M., Lashkul S.I., Rozhdestvensky V.V., Altukhov A.B., Chugunov I.N., Doinikov D.N., Esipov L.A., Gin D.B., Iliasova M.V., Naidenov V.O., Nersesyan N.S., Polunovsky I.A., Sidorov A.V., Kiptily V.G. // Nuclear Instrumentsand Methods in Physics Research A830. 2016. P. 102.
- Shevelev A.E., Khilkevitch E.M., Lashkul S.I., Rozhdestvensky V.V., Pandya S.P., Altukhov A.B., Kouprienko D.V., Chugunov I.N., Doinikov D.N., Esipov L.A., Gin D.B., Iliasova M.V., Naidenov V.O., Polunovsky I.A., Sidorov A.V., Kiptily V.G. // Nucl. Fusion. 2018. V. 58. № 1. 016034.

- Параил В.В., Погуца О.П. Вопросы теории плазмы. Вып. 11 / Под общ. ред. акад. М.А. Леонтовича и Б.Б. Кадомцева. М.: Энергоиздат, 1982, 240 с.
- Корнев В.А., Аскинази Л.Г., Вильджюнас М.И., Голант В.Е., Жубр Н.А., Крикунов С.В., Лебедев С.В., Рождественский В.В., Тукачинский А.С. // Физика плазмы. 2005. Т. 31. № 10. С. 867.
- 12. Parker R.R., Podpaly Y., Lee J., Reinke M.L., Rice J.E., Bonoli P.T., Meneghini O., Shiraiwa S., Wallace G.M.,

Wilso J.R. // AIP Conf. Proc. 2011. V. 1406. P. 455; https://doi.org/10.1063/1.3665014

- 13. Zohm H., Soldner F.X., Bruhns H., Buches R., Leuterer F. and the ASDEX Team // Plasma Physics and Controlled Fusion. 1991. V. 33. № 12. P. 1423.
- 14. Bernabei S., the PBX-M group // Fusion Engineering and Design. 1995. V. 26. P. 83.
- 15. *Ding B.J., Kuang G.L., Shan J.F., Xu G.S., Song M., Wan B.N., Zhao Y.P., Li J.G.* // Plasma Phys. Control. Fusion. 2004. V. 46. P. 1467.

УДК 533.9

О ВОЗМОЖНОСТИ ИССЛЕДОВАНИЯ АНОМАЛЬНОГО РАССЕЯНИЯ ПУЧКОВ СВЧ-ВОЛН ОБЫКНОВЕННОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ В ПЕРИФЕРИЙНОМ ТРАНСПОРТНОМ БАРЬЕРЕ ПЛАЗМЫ В ТОКАМАКЕ Т-15МД

© 2022 г. Е. З. Гусаков^{*a*}, А. Ю. Попов^{*a*}, *

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

*e-mail: a.popov@mail.ioffe.ru Поступила в редакцию 17.05.2022 г. После доработки 16.06.2022 г. Принята к публикации 18.06.2022 г.

Показана возможность исследования на токамаке T-15MД эффекта аномального рассеяния пучка CBЧ волн обыкновенной поляризации в периферийном транспортном барьере в плазме, который был предсказан ранее для токамака ITER.

Ключевые слова: токамак, CBЧ-пучок, рассеяние, плазма, транспортный барьер, ITER **DOI:** 10.31857/S0367292122600455

1. ВВЕДЕНИЕ

Режим улучшенного удержания горячей плазмы в токамаках, так называемая Н-мода, считается предпочтительным режимом для термоядерного реактора [1]. Существует концепция, что для достижения в разряде стационарной Н-моды без пилообразных колебаний плазмы требуется мошный центральный нагрев электронной компоненты плазмы с помощью пучков СВЧ-волн [2]. При переходе разряда в режим улучшенного удержания, пучок СВЧ-волн проходит через транспортный барьер на границе плазмы, характеризующийся большим градиентом профиля плазменной плотности. Отметим, что прохождение СВЧ-волн через область плазмы с особенностями профиля плотности часто может сопровождаться нелинейными явлениями. В частности, как было предсказано аналитически в работах [3-5], позднее подтверждено численным моделированием [6] и в недавних экспериментах по электронному циклотронному резонансному нагреву (ЭЦРН) на установках ASDEX-Upgrade [7] и Wendelstein 7-Х [8], СВЧ-волна накачки мощностью несколько сотен киловатт и более при прохождении через любой локальный максимум немонотонного профиля плотности плазмы испытывает параметрический распад, в результате которого происходит возбуждение локализованной дочерней верхнегибридной (ВГ) волны. Следствием этой параметрической распадной неустойчивости (ПРН) может быть аномальное рассеяние СВЧ-волны накачки [9, 10], ускорение ионов [11], уширение

профиля энерговыделения [12] и излучение на субгармониках частоты генератора СВЧ-излучения – гиротрона [13]. Недавно было предсказано, что даже монотонный, но достаточно крутой профиль плотности на границе плазмы также может быть причиной низкопорогового параметрического распада как необыкновенной СВЧ-волны [14], так и обыкновенной волны [15]. Следует отметить, что характерный пространственный масштаб профиля плазменной плотности в транспортном барьере много больше длины волны греющего СВЧ-излучения. Поэтому нельзя ожидать значительного линейного отражения или рассеяния СВЧ-волн в этой области. Тем не менее, наличие большого градиента плотности плазмы может оказывать существенное влияние на свойства волн в промежуточном частотном диапазоне и приводить к появлению для них новых окон прозрачности для вводимого СВЧ-излучения [16, 17]. Последнее приводит к возникновению продольных плазменных волн, которые отсутствуют в однородной плазме и могут быть локализованы вдоль направления плазменной неоднородности. Кроме того, эти продольные плазменные волны могут быть локализованы вдоль магнитного поля из-за его тороидальной гофрировки. При этом, их групповая скорость в третьем направлении, т.е. поперек направления неоднородности и внешнего магнитного поля, может обращаться в ноль. Это приводит к их легкому параметрическому возбуждению и нелинейному рассеянию волны накачки обыкновенной поляризации при ЭЦРН.

В частности, в работе [18] было показано, что порог возбуждения такой абсолютной параметрической неустойчивости будет превышен в ЭЦРНэкспериментах на токамаке-реакторе ITER, где планируется использование локального электронного циклотронного резонансного нагрева на первой гармонике обыкновенной СВЧ-волны для управления неоклассической тиринг-неустойчивостью. Поскольку аномальное рассеяние обыкновенных СВЧ-волн в транспортном барьере является нежелательным эффектом, который ухудшает локализацию энерговыделения СВЧ-мощности, представляется важным до начала экспериментов на ITER исследовать последствия, к которым приводит возбуждение такой низкопороговой неустойчивости. Прежде всего необходимо выяснить механизмы ее насыщения, уровень аномального рассеяния, к которому она приводит и возможности ее подавления. В настояшей статье мы проанализируем возможность моделирования и изучения этой параметрической распадной неустойчивости в ЭЦРН-экспериментах с пучками СВЧ-волн обыкновенной поляризации на недавно построенном токамаке Т-15МД.

2. ЛОКАЛИЗАЦИЯ ПРОДОЛЬНЫХ ВОЛН ПРОМЕЖУТОЧНОГО ДИАПАЗОНА ЧАСТОТ В СИЛЬНО НЕОДНОРОДНОЙ ПЛАЗМЕ

Обычным подходом к анализу продольных волн промежуточного диапазона частот в неоднородной замагниченной плазме является приближение Вентцеля-Крамерса-Бриллюэна (ВКБ), которое приводит к тем же выводам об областях прозрачности волн, что и теория однородной плазмы. Однако сильная неоднородность на границе плазмы в сочетании с большим значением недиагональной компоненты диэлектрического тензора замагниченной плазмы может привести к значительному изменению свойств этих волн [16, 18] и появлению новых областей прозрачности. Локальная длина волны в этом случае остается намного меньше масштаба неоднородности плазмы. Поэтому этот эффект может быть описан в ВКБ-приближении, модифицированном добавлением членов, пропорциональных производным недиагональной компоненты диэлектрического тензора [16]. Чтобы проиллюстрировать проявление этого явления в граничном транспортном барьере (ТБ) токамака, введем локальную декартову систему координат (x, y, z). Координата *х* – потоковая переменная, *у* – координата, перпендикулярная линии магнитного поля на магнитной поверхности и z – координата, направленная вдоль линии магнитного поля. Магнитное поле в узком слое ТБ можно представить в виде $B = B(R_{TB})(1 - \delta(x, y)\cos(Nz/R_{TB}))$, где $N - \delta(x, y)\cos(Nz/R_{TB})$

число тороидальных катушек, R_{TB} — положение ТБ и δ — амплитуда магнитных пульсаций. Потенциал продольной нижнегибридной (НГ) волны на частоте ω_L подчиняется закону Гаусса

$$\hat{D}(\omega_L)\phi = \frac{\partial}{\partial x_i}\varepsilon_{ik}\frac{\partial}{\partial x_k}\phi = 0, \qquad (1)$$

где предполагается суммирование по повторяющимся индексам и ε_{ik} обозначает диэлектрический тензор в модели холодной замагниченной плазмы. Представляя потенциал ϕ в виде

$$\phi = \frac{\Phi(x,z)}{2} \exp(iq_y y - i\omega_L t) + c.c.$$
(2)

и подставляя (2) в (1), получаем уравнение для его амплитуды

$$\hat{D}(\omega_L)\Phi = \varepsilon(\omega_L)\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} - q_y^2\right)\Phi + \frac{\partial\varepsilon(\omega_L)}{\partial x}\frac{\partial}{\partial x}\Phi + \frac{\partial g(\omega_L)}{\partial x}q_y\Phi + \eta(\omega_L)\frac{\partial^2}{\partial z^2}\Phi = 0$$
(3)

В уравнении (3) компоненты диэлектрического тензора холодной плазмы имеют вид $\varepsilon(\omega_L) \approx$

$$\approx 1 + \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{ce}^2} - \frac{\omega_{pi}^2}{\omega_L^2} < 1, \ g(\omega_L) = -\frac{\omega_{ce}}{\omega_L} \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_L^2 - \omega_{ce}^2} \approx \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_L \omega_{ce}} \gg 1,$$

$$\eta(\omega_L) = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_L^2} \approx -\frac{\omega_{pe}^2}{\omega_L^2}, \ |\eta(\omega_L)| \ge 1, \ \text{где} \ \omega_{pi} \ \text{и} \ \omega_{pe} - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_L^2} = -\frac{\omega_{pe}^2}{\omega_L^2} = -\frac{\omega_{pe}^2$$

ионная и электронная плазменные частоты; ω_{ci} и ω_{ce} – ионная и электронная циклотронные частоты. Второй и третий члены в уравнении (3) возникают из-за неоднородности плазмы. Они играют роль в области ТБ, где градиент плотности плазмы велик и имеет локальный максимум в точке перегиба профиля плотности. Поскольку второй член в (3) много меньше третьего в силу малости параметра $\omega_L/\omega_{ce} \ll 1$, то в дальнейшем будем пренебрегать им, что позволяет свести уравнение (3) к виду

$$\hat{D}(\omega_L)\Phi \simeq \varepsilon(\omega_L) \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + Q(x,z)q_y - q_y^2\right) \Phi + + \eta(\omega_L)\frac{\partial^2}{\partial z^2} \Phi = 0,$$
(4)

где $Q = \frac{1}{\varepsilon(\omega_L)} \frac{\partial g(\omega_L)}{\partial x}$. Далее, мы аппроксимируем

параболой зависимость магнитного поля от тороидальной координаты в области его минимума

$$B \approx B(R_{TB}) \left(1 - \frac{\delta(x, y)}{2} \left(N \frac{z}{R_{TB}}\right)^2 + ...\right)$$
 и функцию

 $Q \approx Q_0 \left(1 - \frac{x^2}{2l_x^2} + \frac{z^2}{2l_z^2} \right)$, где $Q_0 = Q(0,0)$. Подставляя

эти разложения в выражение (4), получим

$$\begin{split} &\left(\varepsilon\left(\omega_{L},0\right)\left(\frac{\partial^{2}}{\partial x^{2}}+Q_{0}q_{y}-q_{y}^{2}-K_{x}^{4}x^{2}\right)-\right.\\ &\left.-\left|\eta\left(\omega_{L},x_{m}\right)\right|\left(\frac{\partial^{2}}{\partial z^{2}}-K_{z}^{4}z^{2}\right)\right)\Phi=0, \end{split}$$
(5)

где используются новые обозначения $K_x(q_y) = \left(\frac{Q_0 q_y}{2l_x^2}\right)^{1/4}$ и $K_z(q_y) = \left(\frac{Q_0 q_y}{2l_z^2}\right)^{1/4}$. Решение

уравнения (5), описывающее локализованные в области большого градиента плотности плазмы продольные волны, выражается через собственные функции

$$\Phi(\mathbf{r}) = \Phi_{p,r} f_p(K_x x) f_r(K_z z), \qquad (6)$$

где $f_p(Kx) = \sqrt{\frac{K}{\sqrt{\pi}2^p p!}} \exp\left(-\frac{K^2 x^2}{2}\right) H_p(Kx), H_p$ – полиномы Эрмита, и собственная частота захва-

полиномы Эрмита, и собственная частота захваченной НГ-волны определяется следующим уравнением

$$\kappa^{2}\left(\omega_{L}^{p,r}\right) = \varepsilon\left(\omega_{L}^{p,r}\right) \times \\ \times \left(Q_{0}\left(\omega_{L}^{p,r}\right)q_{y} - q_{y}^{2} - (2p+1)K_{x}^{2}\left(\omega_{L}^{p,r}\right)\right) + (2r+1)\left|\eta\left(\omega_{L}^{p,r}\right)\right|K_{z}^{2}\left(\omega_{L}^{p,r}\right) = 0$$
(7)

Если градиент плотности мал или отсутствует, то плазма оказывается непрозрачной для такой продольной волны, распространяющейся квазиперпендикулярно внешнему магнитному полю. Новые области прозрачности для продольных волн в сильно неоднородной плазме были впервые обнаружены в [16]. Позже было численно продемонстрировано [17], что при большом градиенте плотности плазмы эти колебания, распространяющиеся строго поперек магнитного поля, могут быть локализованы в направлении плазменной неоднородности. Следует отметить, что эта двумерная локализованная НГ-волна обладает примечательным свойством. В определенном диапазоне волновых чисел q_y , она меняет знак проекции своей групповой скорости $v_{gy} \sim \partial D(\omega_L) / \partial q_y = Q_0 \left(1 - x^2 / \left(2 l_x^2
ight)
ight) - 2 q_y$ при смещении внутри области локализации вдоль направления плазменной неоднородности х. Если НГ или косая ленгмюровская (КЛ) волна имеет по оси у составляющую своего числа волны, приблизительно равную

$$q_{ym} \approx \frac{Q_0}{2},\tag{8}$$

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ том 48 № 9 2022

то по оси *y* ее групповая скорость, усредненная по области локализации собственной моды *p*, оказывается близкой к нулю, т.е. $u_y =$

 $= \int_{-\infty}^{\infty} |f_p(K_x x)|^2 v_{gy}(x) dx \simeq 0$. Для такой волны единственным источником потерь энергии из области распада по оси *у* является дифракция, которая является более медленным процессом, чем конвекция. Именно такие НГ-волны, у которых *у* – компонента волнового числа близка к значению, определяемому уравнением (8), являются наиболее неустойчивыми при возбуждении в результате параметрического распада.

3. НИЗКОПОРОГОВОЕ ПАРАМЕТРИЧЕСКОЕ возбуждение локализованных нг-волн

В этом разделе мы покажем, что двумерные локализованные НГ- (или КЛ) волны могут быть легко возбуждены при нагреве плазмы в режиме ЭЦР с использованием пучков обыкновенных СВЧ-волн в Н-моде разряда. Рассмотрим пучок СВЧ-волн накачки обыкновенной поляризации, распространяющийся перпендикулярно магнитному полю вдоль координаты *х* внутрь плазмы. С помощью ВКБ приближения поле пучка обыкновенных волн можно представить в виде

$$\mathbf{E}_{0} = \mathbf{e}_{z} \frac{A_{0}}{2\sqrt{n_{0x}(x)}} \exp\left(-\frac{y^{2}}{2w^{2}} - \frac{z^{2}}{2w^{2}} + i\frac{\omega_{0}}{c} \int_{-\infty}^{x} n_{0x}(x') dx' - i\omega_{0}t\right) + c.c.,$$
(9)

где $A_0 = \sqrt{\frac{8P_0}{cw^2}}, P_0$ — мощность накачки, w — ширина пучка, с.с. – член, полученный из первого в результате комплексного сопряжения, n_{0x} = $= n_x (\omega_0, n_{0y}) |_{n_{0y}=0}$ — показатель преломления, $n_x(\omega_0, n_y) = \sqrt{\eta(\omega_0) - n_y^2}$. Волна накачки (9) может распадаться на обыкновенную волну и двумерно локализованную НГ- (или КЛ) волну, которая затем усиливается от уровня теплового шума. Потенциал НГ-волны без нелинейной связи описывается выражениями (2) и (6). Ее частота и волновое число подчиняются условию квантования (7). Мы предполагаем, что у - компонента волнового вектора равна значению, определяемому соотношением (8). В присутствии волны накачки происходит нелинейное возбуждение НГ-волны. Кроме того, НГ-волна испытывает дифракцию вдоль оси y. Ее потенциал при этом описывается следующим уравнением

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + i\Lambda_{y}\frac{\partial^{2}}{\partial y^{2}}\right)\Phi_{p,r} = i\frac{\exp\left(i\omega_{L}^{p,r}t - iq_{ym}y\right)}{\langle\partial D(\omega_{L})/\partial\omega\rangle}\chi_{nl} \times \\
\times \int_{-\infty}^{\infty} f_{p}(K_{x}x)^{*}f_{r}(K_{z}z)^{*}\left(q_{ym}^{2} - \frac{\partial^{2}}{\partial x^{2}}\right) \times \\
\times (\mathbf{e}_{z} \cdot \mathbf{E}_{0})(\mathbf{e}_{z} \cdot \mathbf{E}_{s})dxdz,$$
(10)

где коэффициент нелинейной связи равен χ_{nl} =

 $=\frac{2\omega_{pe}^{2}(0)c}{B(0)\omega_{0}\omega_{s}\omega_{ce}(0)}$ [18], процедура усреднения

задается соотношением $\langle ... \rangle =$

 $= \int_{-\infty}^{\infty} |f_p(K_x x)|^2 |f_r(K_z z)|^2 \dots dx dz, \quad \omega_s = \omega_0 - \omega_L^{p,r}, \quad \mathbf{H}$ **E**_s - электрическое поле дочерней обыкновенной

е, электрическое поледочерней обыкновенной волны. Последнее может быть представлено следующим образом

$$\mathbf{E}_{s} = \frac{\mathbf{e}_{z}A_{s}(x)}{2} \exp\left(i\frac{\omega_{s}}{c}n_{sy}y + i\omega_{s}t\right) + c.c., \quad (11)$$

где $n_{sy} = cq_{ym}/\omega_s$ и амплитуда A_s в присутствии волны накачки и НГ- (КЛ) волны является решением волнового уравнения, укороченного в окрестности области локализации НГ-волны

$$\frac{\partial}{\partial x}A_{s} = -i\chi_{nl}\frac{\omega_{s}}{4c}\frac{(\mathbf{e}_{z}\cdot\mathbf{E}_{0})^{*}}{\sqrt{n_{sx}(x)}} \times \\ \times \exp\left(i\omega_{0}t - i\frac{\omega_{s}}{c}\int_{-\infty}^{x}n_{sx}(x')dx'\right)\left(q_{ym}^{2} - \frac{\partial^{2}}{\partial x^{2}}\right)\Phi,$$
(12)

где $n_{sx} = n_x (\omega_s, n_{sy})$. Правая часть уравнения (12) описывает компоненту нелинейного тока, приводящего к возбуждению этой дочерней волны. Интегрируя (12) с граничным условием $A_s|_{x\to\infty} = 0$, соответствующим отсутствию дочерней волны, падающей на область распада, найдем

$$A_{s} = -i\chi_{nl} \frac{\omega_{s}}{4c} f_{r} (K_{z}z) \Phi_{p,r} \int_{-\infty}^{x} \frac{(\mathbf{e}_{z} \cdot \mathbf{E}_{0})^{*}}{\sqrt{n_{sx} (x')}} \times \\ \times \exp\left(i\omega_{0}t - i\frac{\omega_{s}}{c} \int_{-\infty}^{x'} n_{sx} (x'') dx''\right) \times \\ \times \left(q_{ym}^{2} - \frac{\partial^{2}}{\partial x'^{2}}\right) f_{p} (K_{x}x') dx'.$$
(13)

Соотношение (13) предполагает неизменность структуры (6) НГ-волны в окрестности точек распада и потому применимо лишь при не слишком большой интенсивности волны накачки. Подставляя выражение для A_s в форме (13) в правую часть уравнения (10), мы в конечном итоге приходим к уравнению, описывающему нелинейную эволюцию потенциала НГ-волны

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + i\Lambda_y \frac{\partial^2}{\partial y^2}\right) \Phi_{p,r} = \gamma_0 \exp\left(-\frac{y^2}{w^2}\right) \Phi_{p,r}, \qquad (14)$$

где

ΓД

$$\gamma_{0} = \frac{A_{0}^{2}}{8B(0)^{2}} \frac{\omega_{pe}^{4}(0)}{\omega_{0}^{2}\omega_{ce}^{2}(0)} \frac{c}{\omega_{s}} \frac{1}{\langle \partial D(\omega_{L}) / \partial \omega \rangle} \times \frac{\left(q_{ym}^{2} + K_{x}^{2}(2p+1)\right)^{2}}{n_{sx}(0)n_{0x}(0)} \int_{-\infty}^{\infty} dz \exp\left(-\frac{z^{2}}{\tilde{w}^{2}}\right) |f_{r}(K_{z}z)|^{2} \times \int_{-\infty}^{\infty} dx f_{p}(K_{x}x)^{*} \int_{-\infty}^{x} dx' \exp\left(i\int_{x}^{x} \Delta K dx''\right) f_{p}(K_{x}x')$$

и $\Delta K = (\omega_s n_{sx} - \omega_0 n_{0x})/c$. Уравнение (14) описывает экспоненциальный рост дочерней НГ-волны, который происходит, когда мощность волны накачки превышает пороговое значение P_0^{th} . Если мощность волны накачки значительно превышает пороговое значение $P_0 \ge P_0^{th}$, то мы можем разложить экспоненциальную функцию, описывающую поперечную структуру пучка накачки, в ряд $\exp(-y^2/w^2) \approx 1 - y^2/w^2$ и получить аналитическое приближение для экспоненциально растущего решения уравнения (14)

$$\Phi_{p,r}(t,y) = \exp\left(\gamma_{ins}^{s}t + i\delta\omega_{ins}^{s}t\right) f_{s}\left(K_{y}y\right), \quad (15)$$

the
$$K_y^{-1} = \Lambda_y^{1/4} w^{1/2} / \sqrt[4]{\gamma_0} \exp\left(-i\pi/8 - i\arg\left(\gamma_0/4\right)\right)$$
 и
 $\gamma_{ins}^s = \gamma_0' - (2s+1)\sqrt{|\gamma_0|}\Lambda_y/w^2 \times$
 $\times \sin\left(\arctan\left(\gamma_0''/\gamma_0'\right)/2 + \pi/4\right)$
 $\delta\omega_{ins}^s = \gamma_0'' + (2s+1)\sqrt{|\gamma_0|}\Lambda_y/w^2 \times$
 $\times \cos\left(\arctan\left(\gamma_0''/\gamma_0'\right)/2 + \pi/4\right)$
(16)

при $s \in \mathbb{Z}$. Хотя решение (15) становится не вполне корректным при мощности пучка порядка порогового значения $P_0 \ge P_0^{th}$, мы воспользуемся им для приближенной оценки порога неустойчивости. Для этого подставим $\gamma_s = 0$ в уравнение(16), что приводит к следующей оценке

$$\gamma_{0}^{\prime}\left(P_{0}^{th}\right) = (2s+1)\sqrt{\left|\gamma_{0}\left(P_{0}^{th}\right)\right|\Lambda_{y}/w^{2}} \times \\ \times \sin\left(\arctan\left(\gamma_{0}^{\prime\prime}\left(P_{0}^{th}\right)/\gamma_{0}^{\prime}\left(P_{0}^{th}\right)\right)/2 + \pi/4\right).$$
(17)

4. ИНДУЦИРОВАННОЕ РАССЕЯНИЕ ОБЫКНОВЕННОЙ ВОЛНЫ ПРИ ЭЦРН В ТОКАМАКЕ ITER

В этом разделе мы проанализируем возможность возникновения аномального рассеяния в будуших экспериментах по нагреву плазмы в режиме ЭЦР с использованием пучков обыкновенных волн в установке ITER с большим радиусом $R_0 = 6.2$ м и центральным магнитным полем $B_0 = 5-6$ Т. Предполагается использовать 20 МВт СВЧ-мошности для нагрева электронов плазмы и подавления неоклассических тиринг-неустойчивостей [19]. Эта мощность будет обеспечиваться группировкой гиротронов, генерирующих СВЧ-пучки мощностью до 1 МВт каждый на частоте 170 ГГц. Магнитная система установки ITER спроектирована с N = 18 катушками тороидального поля, что приводит в экваториальной плоскости на внешнем краю плазмы к амплитуде гофрировки магнитного поля до $\delta \approx 0.5 - 1\%$ [20].

С помощью специальных ферромагнитных вставок эта величина может быть снижена до 0.3% [21]. Рабочим сценарием разряда в ITER предполагается осуществлять режим Н-моды. Таким образом, мощные СВЧ-пучки будут запускаться в плазму в экваториальной плоскости и проходить через транспортный барьер, расположенный на границе плазмы в области с наибольшей гофрировкой магнитного поля. Как показано в предыдущем разделе, при таких обстоятельствах СВЧ-пучок накачки при прохождении через область с большим градиентом плотности плазмы может испытать аномальное рассеяние и привести к возбуждению двумерно локализованных волн промежуточного диапазона частот. На рис. 1 показана разница между волновыми числами СВЧ-волны накачки и рассеянной волны $(k_{0x} - k_{xx}, \text{ пунктирная линия})$ и волновое число НГ-волны (тонкая сплошная линия), которое является ВКБ-решением уравнения (5). В точках пересечения этих кривых выполняются распадные резонансные условия для волновых векторов взаимодействующих волн. Профиль плотности плазмы изображен толстой сплошной линией. В точках пересечения обеих тонких кривых выполняется условие резонанса для параметрического распада. Масштаб неоднородности выбранного профиля плотности в точке перегиба x_{inf} равен $\Delta_{\text{ЕТВ}} = \left| d \ln \left(n_e \right) / dx \right|_{x_{\text{inf}}}^{-1} = 3.1$ см. Частоты волн накачки и рассеяния равны соответственно $f_0 =$ = 170 ГГц и f_s = 168.945 ГГц. При этих параметрах оптимальное значение компоненты q_y волнового числа составляет $q_{ym} = 10.8 \text{ см}^{-1} (k_{sx}(x_{inf}) =$ $= 27.3 \text{ cm}^{-1}$).

На рис. 2 показана зависимость инкремента параметрической распадной неустойчивости



Рис. 1. Дисперсионные кривые, иллюстрирующие параметрическую распадную неустойчивость (ПРН): пунктирная кривая — $k_{0x} - k_{sx}$, сплошная кривая — q_x . В точках пересечения этих кривых выполняются распадные резонансные условия для волновых векторов взаимодействующих волн. Толстая сплошная линия — профиль плотности плазмы. $q_{ym} = 10.8 \text{ см}^{-1}$, $f_0 = 170 \Gamma \Gamma \mu$, $f_s = 168.95 \Gamma \Gamma \mu$, $f_{LHR}|_{x_{inf}} = 885 \text{ М} \Gamma \mu$ и $\Delta_{\text{ETB}} = |d \ln (n_e)/dx|_{x_{inf}}^{-1} = 3.1 \text{ см}.$

(ПРН) от мощности СВЧ-волны накачки. Кружки – это результат численного решения уравнения (14). Сплошная кривая аналитически предсказана уравнением (16). Предсказанные аналитически и численно рассчитанные пороговые значения мощности составляют $P_0^{th} = 349$ kBr и $P_0^{th} = 258$ kBr соответственно. Таким образом, приближенная аналитическая оценка пороговой мощности завышает ее реальное значение. При мощности СВЧ-накачки, значительно превышающей пороговую мощность возбуждения неустойчивости. аналитическая зависимость (16) описывает инкремент неустойчивости с хорошей точностью. Следует подчеркнуть, что полученные значения порога ПРН по СВЧ-мощности на два порядка меньше значения, предсказанного для неустойчивости индуцированного рассеяния стандартной теорией [22], что делает возможным аномальное рассеяние обыкновенной волны в транспортном барьере (ТБ). Для пучка обыкновенных СВЧ-волн мощностью 1 МВт инкремент неустойчивости приближенно равен $1 \times 10^7 \text{ c}^{-1}$. Однако, в случае, когда несколько СВЧ-пучков пересекают область ТБ, инкремент неустойчивости будет увеличиваться пропорционально количеству пучков. На рис. 3 показана зависимость порога неустойчивости, полученного в результате численного решения, от амплитуды пространственной модуляции магнитного поля. Посколь-



Рис. 2. Зависимость инкремента ПРН от мощности СВЧ-волны накачки: сплошная кривая решение – выражение (16), кружки – численное решение (14); w = 2 см, $\delta = 0.5\%$. Предсказанные и численно рассчитанные пороговые значения мощности: $P_0^{th} = 349$ kBT (см. (17)) и $P_0^{th} = 258$ kBT.

ку увеличение амплитуды модуляции уменьшает область локализации НГ-волн вдоль магнитного поля, это увеличивает эффективность связи между нелинейно взаимодействующими волнами, и, таким образом, снижает порог неустойчивости. На рис. 4 показана зависимость порога СВЧ-мощности, который определяется численно путем решения уравнения (14), от масштаба неоднородности в точке перегиба профиля плотности плазмы. Видно, что зависимость оказалась слабой. Остается отметить, что все рис. 1–4 построены для следующих параметров плазмы в точке перегиба профиля в точке перегиба профиля В точке перегиба профиля в точке перегиба профиля плотности: $B(x_{inf}) = 4.5$ T, $n(x)_{inf} = 4.1 \times 10^{13}$ см⁻³, $T_{e,i}(x_{inf}) = 1392$ эВ.

5. ИНДУЦИРОВАННОЕ РАССЕЯНИЕ ОБЫКНОВЕННОЙ ВОЛНЫ ПРИ ЭЦРН В ТОКАМАКЕ Т-15МД

Эффект аномального рассеяния обыкновенной волны, предсказанный для ЭЦРН-эксперимента на токамаке ITER, может быть исследован в экспериментах по нагреву на второй и первой гармонике электронного циклотронного (ЭЦ) резонанса в плазме на компактном токамаке T-15MД. ЭЦ-поглощение в области резонанса в первом случае будет небольшим. Уровень и спектр рассеянного СВЧ-излучения может быть измерен с помощью антенн, расположенных в установке со стороны сильного магнитного поля. Возможно также измерение спектра СВЧ-сигнала, отраженного от внутренней стенки с помо-



Рис. 3. Зависимость порога неустойчивости от амплитуды гофрировки магнитного поля. Параметры такие же, как на рис. 1 и 2.

щью антенн, расположенных со стороны слабого магнитного поля. Во втором случае для снижения поглощения СВЧ-излучения в области ЭЦР следует сдвинуть ее из центральной части разряда.

На токамаке Т-15МД ($R_0 = 1.48$ м, a = 0.67 м, $B_0 = 2.2$ Т, N = 16, $\delta = 0.76$) для дополнительного нагрева плазмы предполагается использовать пучки мощных СВЧ-волн обыкновенной и необыкновенной поляризации, генерируемые с помощью гиротронного комплекса на основе двухчастотных гиротронов с частотой $f_0^{(1)} \sim 82.6$ ГГц и частотой $f_0^{(2)}$ в диапазоне 102–110 ГГц [23, 24]. Есть основания полагать, что в токамаке Т–15МД будет получен режим улучшенного удержания плазмы, характеризующийся большим градиентом плотности на границе плазменного шнура.



Рис. 4. Зависимость порога неустойчивости от масштаба неоднородности в точке перегиба профиля плотности. Параметры такие же, как на рис. 1 и 2.



Рис. 5. Зависимость инкремента ПРН от мощности волны накачки: сплошная кривая – (16), кружки – численное решение (14). Параметры ЭЦР-нагрева плазмы, которые предполагаются реализовать на то-камаке Т-15МД [23, 24]: $f_{LHR}|_{x_{inf}} = 554$ МГц, $f_0 = 82.6$ ГГц, $f_s = 79.046$ ГГц, $q_{ym} = 3.2$ см⁻¹, w = 2 см, $\Delta_{\rm ETB} = 3.1$ см, $\delta = 0.7\%$.

Для того, чтобы оценить порог и величину инкремента ПРН индуцированного рассеяния пучка СВЧ-волны накачки обыкновенной поляризации на частоте 82.6 ГГц при его диаметре w = 2 см, мы воспользуемся профилем плотности плазмы, который характеризуется таким же масштабом неоднородности в периферийной области разряда, который предполагается для токамака ITER $\Delta_{\text{ETB}} = 3.1$ см. Предполагая параболический профиль электронной и ионной температуры с локальными значениями $T_{e,i}(x_{inf}) = 350 \ \Im B$ в области транспортного барьера, получим зависимости, аналогичные тем, что были приведены в предыдущем разделе для параметров ITER. На рис. 5 показана зависимость инкремента неустойчивости от мощности СВЧ-пучка накачки. Кружки показывают результат численного решения уравнения (14). Сплошная кривая аналитически предсказана приближенным решением уравнения (16). Аналитически оцененные и численно рассчитанные пороговые значения мощности составляют $P_0^{th} = 254$ kBт и $P_0^{th} = 169$ kBт соответ-ственно. Для CBЧ-пучка обыкновенной волны мощностью 1 МВт инкремент неустойчивости приближенно равен $1 \times 10^7 \text{ c}^{-1}$. При выбранных параметрах оптимальное значение компоненты волнового числа составляет $q_{ym} = 3.2$ см⁻¹, $k_{\rm sx}(x_{\rm inf}) = 11.02 \, {\rm см}^{-1}$, что соответствует углу рассеяния около 15°. Рисунок 6 показывает зависимость порога неустойчивости от масштаба неоднородности в точке перегиба профиля плотности



Рис. 6. Зависимость порога неустойчивости от масштаба неоднородности в точке перегиба профиля плотности Δ_{ETB} . Параметры такие же, как на рис. 5.

плазмы. Остальные параметры выбраны такими же, как на рис. 5. Видно, что зависимость от параметра неоднородности в периферийной области плазмы Δ_{ETB} слабая. На рис. 7 показана зависимость порога неустойчивости от амплитуды гофрировки магнитного поля δ. Видно также, что чем больше амплитуда гофрировки магнитного поля и меньше область локализации НГ-волны вдоль магнитного поля, тем ниже порог неустойчивости. Таким образом, теоретические оценки показывают, что в этом эксперименте по ЭЦР-нагреву плазмы на первой гармонике ЭЦ-резонанса, расположенного в периферийной плазме со стороны сильного магнитного поля, неустойчивость индуцированного СВЧ-рассеяния вперед может возбуждаться.



Рис. 7. Зависимость порога неустойчивости от амплитуды гофрировки магнитного поля δ. Параметры такие же, как на рис. 5 и 6.



Рис. 8. Зависимость инкремента ПРН от мощности волны накачки: сплошная кривая – (16), кружки – численное решение (14). Параметры ЭЦР-нагрева плазмы, которые предполагаются на токамаке Т-15МД [23, 24]: резонансная частота возбуждения нижнегибридных волн $f_{LHR}|_{x_{inf}} = 554$ МГц, частота СВЧ обыкновенной волны накачки $f_0 = 105$ ГГц, частота рассеянной СВЧ-волны $f_s = 102.046$ ГГц при параметрах $q_{ym} = 2.2$ см⁻¹, w = 2 см, $\Delta_{\rm ETB} = 3.1$ см, $\delta = 0.7\%$

Поскольку можно ожидать, что в периферийной плазме эффект рассеяния СВЧ-волн будет небольшим, наблюдение рассеянного сигнала может проводиться с помощью антенны, расположенной напротив системы ввода со стороны сильного магнитного поля.

Далее, мы рассмотрим условия рассеяния пучка СВЧ-волн обыкновенной поляризации на частоте 105 ГГц. Вторая гармоника ЭЦ-резонанса в этом случае будет находиться в центре шнура. Все остальные параметры плазмы мы оставим прежними. При выбранных параметрах плазмы оптимальное значение компоненты волнового числа вдоль оси у составляет $q_{ym} = 2.2$ см⁻¹, $k_{sx}(x_{inf}) = 18 \text{ см}^{-1}$ и угол рассеяния 6.9°. На рисунке 8 показана зависимость инкремента ПРН от мощности СВЧ-пучка накачки. Кружки показывают результат численного решения уравнения (14). Сплошная кривая – аналитически предсказана приближенным решением уравнения (16). Аналитически оцененные и численно рассчитанные пороговые значения СВЧ-мощности составляют $P_0^{th} = 275$ kBт и $P_0^{th} = 197$ kBт, соответственно. Для пучка обыкновенных волн мощностью 1 МВт инкремент неустойчивости (16) равен 1 × $\times 10^7 \,\mathrm{c}^{-1}$. Как и в случае рабочей частоты 82.6 ГГц, при данных параметрах пучка порог неустойчивости должен быть легко превзойден в экспери-



Рис. 9. Зависимость порога неустойчивости от масштаба неоднородности в точке перегиба профиля плотности Δ_{ETB} . Параметры такие же, как на рис. 8.

ментах с мегаваттными СВЧ-пучками. Рисунок 9 показывает зависимость порога неустойчивости от масштаба неоднородности в точке перегиба профиля плотности плазмы. Выбраны такие же параметры плазмы и СВЧ-пучка, как на рис. 8. Как и в предыдущем случае, зависимость от параметра скачка плотности плазмы $\Delta_{\rm ETB}$ слабая. На рис. 10 показана зависимость порога неустойчивости от амплитуды гофрировки магнитного поля δ .

Таким образом, теоретические оценки показывают, что в эксперименте по ЭЦР-нагреву на второй гармонике резонанса плазмы в токамаке T-15MД, неустойчивость индуцированного рассеяния СВЧ-волны вперед также может возбуждаться. Поскольку эффективность поглощения



Рис. 10. Зависимость порога неустойчивости от амплитуды гофрировки магнитного поля δ. Параметры такие же, как на рис. 8 и 9.

обыкновенной волны на второй гармонике невелика, наблюдение рассеянного сигнала может проводиться как с помощью антенны, расположенной напротив системы СВЧ-ввода со стороны сильного магнитного поля, так и с помощью антенны, расположенной со стороны слабого магнитного поля, принимающей СВЧ-сигнал, отраженный от стенки.

6. ВЫВОДЫ

В работе проанализирована возможность экспериментального изучения эффекта аномального обыкновенных электромагнитных рассеяния волн в транспортном барьере на границе плазменного шнура при электронном циклотронном резонансном нагреве плазмы в токамаке Т-15МД. Показано, что так же, как и на токамаке ITER, на токамаке Т-15МД при мегаваттном уровне мощности в пучках СВЧ-волн возможно возбуждение этого нежелательного явления. Предложена геометрия эксперимента, позволяющая исследовать это явление и сопоставить результаты наблюдений с предсказаниями теории. Следует заметить, что для теоретического предсказания уровня аномального поглошения СВЧ-волн необходимо анализировать сценарии насышения неустойчивости индуцированного рассеяния, что будет целью последующих работ.

Аналитическое рассмотрение неустойчивости выполнено при поддержке гранта РНФ 22-12-00010, численное моделирование для условий токамаков ITER и Т-15МД – в рамках государственного контракта ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН 0040-2019-0023, численный код, позволяющий моделировать линейную стадию ПРН, разработан в рамках государственного контракта ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН 0034-2021-0003.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Wagner F. // Plasma Physics and Controlled Fusion. 2007. V. 49. P. B1.
- Doyle E.J., Houlberg W.A., Kamada Y., Mukhovatov V., Osborne T.H., Polevoi A., Bateman G., Connor J.W., Cordey J.G., Fujita T., Garbet X., Hahm T.S., Horton L.D., Hubbard A.E., Imbeaux F., Jenko F., Kinsey J.E., Kishimoto Y., Li J., Luce T.C., Martin Y., Ossipenko M., Parail V., Peeters A., Rhodes T.L., Rice J.E., Roach C.M., Rozhansky V., Ryter F., Saibene G., Sartori R., Sips A.C., Snipes J.A., Sugihara M., Synakowski E.J., Takenaga H., Takizuka T., Thomsen K., Wade M.R. and Wilson H.R. // Nuclear Fusion. 2007. V. 47. P. S18.
- Popov A.Yu., Gusakov E.Z. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2015. V. 57. P. 025022.
- Popov A.Yu., Gusakov E.Z. // Europhys. Lett. 2016. V. 116. P. 45002.
- Gusakov E.Z., Popov A.Yu. // Phys. Usp. 2020. V. 63. P. 365.

- 6. Senstius M.G., Nielsen S.K. and Vann R.G.L. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2021. V. 63. P. 065018.
- Hansen S.K., Jacobsen A.S., Willensdorfer M., Nielsen S.K., Stober J., Höfler K., Maraschek M., Fischer R., Dunne M., the EURO fusion MST team and the ASDEX Upgrade team // Plasma Phys. Control. Fusion. 2021. V. 63. P. 095002.
- Tancetti A., Nielsen S.K., Rasmussen J., Moseev D., Gusakov E.Z., Popov A.Yu., Stange T., Marsen S., Zani-ni M., Killer C., Vecsei M., Laqua H.P. and W7-X Team // Proc. of 47th EPS Conference on Plasma Physics 21–25 June 2021 Sitges Spain. V. 45A. P4. 1048.
- Westerhof E., Nielsen S.K., Oosterbeek J.W., Salewski M., de Baar M.R., Bongers W.A., Bürger A., Hennen B.A., Korsholm S.B., Leipold F., Moseev D., Stejner M., Thoen D.J. // Phys. Rev. Lett. 2009. V. 103. P. 125001.
- Nielsen S.K., Salewski M., Westerhof E., Bongers W., Korsholm S.B., Leipold F., Oosterbeek J.W., Moseev D., Stejner M. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2013. V. 55. P. 115003.
- Coda S. for the TCV Team // Nucl. Fusion. 2015. V. 55. P. 104004.
- Dnestrovskij Yu.N., Danilov A.V., Dnestrovskij A.Yu., Lysenko S.E., Melnikov A.V., Nemets A.R., Nurgaliev M.R., Subbotin G.F., Solovev N.A., Sychugov D.Yu. and Cherkasov S.V. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2021. V. 63. P. 055012.
- Hansen S.K., Nielsen S.K., Stober J., Rasmussen J., Stejner M., Hoelzl M., Jensen T. and the ASDEX Upgrade team // Nucl. Fusion. 2020. V. 60. P. 106008.
- Gusakov E.Z., Popov A.Yu. // Plasma Physics Reports. 2021. V. 47. P. 111.
- 15. Gusakov E.Z., Popov A.Yu. // JETP Letters. 2021. V. 114. P. 138.
- 16. Gusakov E.Z., Irzak M.A., Piliya A.D. // JETP Lett. 1997. V. 65. P. 25.
- Gusakov E.Z., Dyachenko V.V., Irzak M.A., Shcherbinin O.N., Khitrov S.A. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2010. V. 52. P. 075018.
- Gusakov E.Z., Popov A.Yu. // Phys. Rev. Lett. 2022. V. 128. P. 065001.
- Erckmann V., Gasparino U. // Plasma Phys. Control. Fusion. 1994. V. 36. P. 1869.
- Shinohara K., Oikawa T., Urano H., Oyama N., Lonnroth J., Saibene G., Parail V. and Kamada Y. // Fusion Eng. Design. 2009. V. 84. P. 24.
- Mitchell N., Devred A. on behalf of the ITER Organisation // Fusion Engineering and Design. 2017. V. 123. P. 17.
- 22. Kaup D.J., Reiman A., Bers A. // 1979. Reviews of Modern Physic. V. 51. P. 275.
- 23. *Кирнева Н.А., Кислов Д.А., Рой И.Н. //* ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез. 2020. Т. 43. С. 64.
- 24. 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. Сер. Термоядерный синтез. 2019. Т. 42. С. 15.

_____ ИОННЫЕ И ПЛАЗМЕННЫЕ ____ ИСТОЧНИКИ

УДК 533.9

СОВРЕМЕННОЕ СОСТОЯНИЕ РАЗРАБОТОК И ПРИМЕНЕНИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ РАКЕТНЫХ ДВИГАТЕЛЕЙ ОСНОВНЫХ ТИПОВ

© 2022 г. А. С. Ловцов^{а, *}, Д. А. Кравченко^а, Д. А. Томилин^а, А. А. Шагайда^а

^а Государственный научный центр РФ "Исследовательский центр им. М.В. Келдыша", Москва, Россия

*e-mail: lovtsov@kerc.msk.ru Поступила в редакцию 20.04.2022 г. После доработки 23.05.2022 г. Принята к публикации 25.05.2022 г.

Проведен анализ практики современного применения электрических ракетных двигателей. Сделан вывод о том, что наиболее широко в мировой практике используются холловские и ионные двигатели, которые построены на основе генерации низкотемпературной плазмы. Проведен анализ основных научно-технических проблем, стоящих при разработке и совершенствовании двигателей данных типов, а также описание методов, с помощью которых в настоящее время решаются практические задачи в отсутствие детальных и всеобъемлющих физико-математических моделей.

Ключевые слова: электрический ракетный двигатель, магнитное удержание плазмы, моделирование плазмы

DOI: 10.31857/S0367292122600339

1. ВВЕДЕНИЕ

Впервые электрический ракетный двигатель (ЭРД) в составе космического аппарата (КА) был испытан на борту советского исследовательского КА "Зонд-2" в 1964 г. на расстоянии нескольких миллионов километров от Земли [1]. В составе аппарата использовался импульсный плазменный двигатель с тягой 2 мН и удельным импульсом тяги 410 с. В последующие годы был опробован целый ряд схем ЭРД, которые подтвердили принципиальную возможность и эффективность использования электрической энергии для ускорения рабочего тела в космических условиях [2–6].

Использование отечественных технологий придало колоссальный импульс применению ЭРД в остальном мире. Начиная с 1990-х гг. началось широкое использование ЭРД для коррекции орбит геостационарных спутников связи с увеличением количества ежегодно выводимых аппаратов, оснащенных электроракетными двигательными установками (ЭРДУ) с 2–3 до 10–15 [7]. Постепенно доля геостационарных аппаратов с ЭРДУ увеличилась до ~50% и имеет тенденцию к дальнейшему росту.

В последние годы одним из основных трендов в мировой космонавтике стало использование многоспутниковых группировок на низкой околоземной орбите для построения глобальных систем связи [8]. С учетом спутников систем One-Web и Starlink, которые оснащены ЭРДУ на базе холловских двигателей, уже около половины действующих космических аппаратов на всех орбитах оснащены ЭРДУ [9].

К задачам коррекции орбиты для компенсации внешних возмущающих воздействий добавились задачи довыведения КА с опорной на целевую орбиту, а также задачи последующего захоронения аппарата путем его сведения с орбиты либо перевода на орбиту захоронения.

Основным преимуществом ЭРДУ является экономичное использование рабочего тела, обусловленное высокими удельными импульсами тяги двигателей. Скорость истечения рабочего тела из современных ЭРД может составлять десятки километров в секунду, что на порядок превышает предельные скорости истечения из жидкостных ракетных двигателей.

ЭРД используют электрическую энергию из внешнего источника (например, энергосистемы космического аппарата) для ускорения рабочего тела. Данная особенность является ключевым отличием, поскольку двигатель и двигательная установка в целом не являются "замкнутой" и "самодостаточной" частью космического аппарата, а подразумевают зависимость от энергосистемы. Такую зависимость можно считать недостатком, однако следствием этого недостатка является преимущество ускорения в электрическом поле, которое и обеспечивает высокую скорость истечения. Ограничения ЭРД неотъемлемо связаны с ограничениями энергосистемы, поскольку



Рис. 1. Эскизная схема электронагревного двигателя (a); эскизная схема электродугового двигателя (б) [10].

ЭРД, по сути, трансформирует электрическую энергию в кинетическую энергию струи рабочего тела. Независимо от типа ЭРД справедливо следующее соотношение:

$$RI_{sp} = 2\eta N$$

где *R* – тяга, *I*_{sp} – удельный импульс тяги, η – полный КПД двигателя, *N* – электрическая мощность, потребляемая двигателем. Доступная для ЭРД электрическая мощность является основным ограничивающим фактором с точки зрения параметров тяги и удельного импульса тяги.

2. ТИПЫ ЭРД И ИХ ПРИМЕНЕНИЕ

Существует множество типов и подтипов ЭРД, рабочие процессы в которых исследуются экспериментальными и теоретическими методами, а также математическим моделированием. Их можно классифицировать по режиму работы (импульсный или непрерывный) и способу ускорения рабочего тела (тепловой, электромагнитный и электростатический).

В двигателях с тепловым ускорением происходит передача энергии от системы электропитания к рабочему телу путем его нагрева тем или иным способом (омический нагрев, дуговой разряд и др.), а затем преобразование данной энергии в кинетическую энергию струи с помощью, например, газодинамического сопла. Схемы работы двигателей разных типов приведены на рис. 1 (см. также [10]).



Рис. 2. Эскизная схема электротермокаталитического лвигателя.

В электронагревных двигателях подвод энергии к рабочему телу осуществляется с помощью электрического нагревателя. Поскольку тепловой поток направлен от элементов конструкции к рабочему телу, то величина удельного импульса ограничена конструктивно допустимой температурой омического нагревателя. В силу этого ограничения данный тип двигателя обеспечивает относительно невысокие удельные импульсы. Например, ДУ в составе KA BlackSky Global и HawkEye 360 [11] обеспечивают удельный импульс 175 с при тяге 17 мН и мощности 55 Вт, используя воду в качестве рабочего тела. Достоинством двигателей является высокая тяга при низэлектрической мощности, что делает кой возможным их применение в составе КА с низкой энерговооруженностью [12].

В зарубежной печати часто двигатели типа "resistojet" [7] относят к ЭРД, говоря о них, как об электронагревных. Применение таких двигателей очень широкое, схема двигателя данного класса приведена на рис. 2. Обычно в качестве монотоплива данные двигатели используют гидразин, химическая реакция проходит с помощью катализатора, который действительно нагревается с помощью омического нагревателя. Характерные удельные импульсы тяги составляют 200-215 с. Однако, согласно отечественной классификации, двигатели данного типа являются электротермокаталитическими (ЭТКД) и относятся к монотопливным жидкостным ракетным двигателям.

В электродуговых двигателях нагрев рабочего тела осушествляется за счет тепловой энергии. выделяющейся в потоке газа при пропускании через него тока электрической дуги. В этом случае основное тепловыделение происходит непосредственно в газе, и его температура может существенно превышать температуру конструктивных элементов двигателя. Типичным представителем данного типа двигателей является двигатель MR-510 компании Aerojet [13], который при мощности до 2.2 кВт обеспечивает тягу до 258 мН и удельный импульс до 600 с. Двигатели данного типа активно использовались в составе геостационарных КА [7], однако их доля в последние годы имеет устойчивую тенденцию к снижению из-за вытеснения их двигателями с электростатическим ускорением.

В целом ЭРД с тепловым ускорением являются относительно простыми с точки зрения системы управления и обеспечивают низкую цену тяги, однако по скорости истечения рабочего тела уступают ЭРД с другими типами ускорения и предпочтительны к использованию в составе КА с низкой энерговооруженностью, способны обеспечивать как коррекцию, так и ориентацию КА. В отечественной практике данную нишу закрывают ЭТКД, которые отличаются высокой надежностью и эффективностью.

В двигателях с электромагнитным ускорением рабочее тело (плазма) разгоняется под воздействием электромагнитных сил. К типичным представителям ЭРД, использующим данный тип ускорения, относятся магнитоплазмодинамические двигатели (МПД) и абляционные импульсные плазменные двигатели (АИПД).

Схема МПД и фото МПД в работе приведены на рис. 3. МПД могут быть с внешним либо собственным магнитным полем, непрерывного действия, либо квазистационарные. Активные исследования данного типа двигателей проводились до 70-х годов прошлого века. Испытывались двигатели мощностью до 500 кВт, которые обеспечивали КПД до 50% при удельном импульсе тяги до 6000 с. МПД проходили испытания в космических условиях в ходе летных экспериментов [14]. Можно отметить три ключевых момента, приведших к сворачиванию работ в данном направлении. Во-первых, приемлемые характеристики были достигнуты на легких рабочих телах, которые имеют нерешенные на текущий момент проблемы в части длительного хранения на орбите (например, водород) либо воздействия на КА (например, литий). Характеристики на тяжелых рабочих телах получались существенно ниже [15] и не обеспечивали приемлемую эффективность работы МПД. Во-вторых, магнитоплазмодинамические двигатели имеют высокую плотность тяги, что влечет за собой высокую тепловую напряженность конструкции и порождает проблемы с обеспечением ресурсных характеристик изделий. В-третьих, двигатели при относительно небольшой мощности (до 5 кВт) проигрывали конкуренцию с холловскими и ионными двигателями, а большие мощности, которые можно было бы использовать для электропитания двигательной установки (свыше 5 кВт), в космосе до недавнего времени были недоступны. Недавние разра-



Рис. 3. Эскизная схема магнитоплазмодинамического двигателя (а) [10] и фото МПД в работе (б) [4].

ботки мощных энергоустановок для космического применения [16] могут возродить интерес к двигателям данного типа, однако при проведении работ нельзя забывать о проблематике выбора рабочего тела и обеспечения ресурсных характеристик.

Другим примером устройств с электромагнитным ускорением являются абляционные импульсные плазменные двигатели. Схема двигателя и внешний вид приведены на рис. 4 [17].

При пробое разрядного промежутка образуется плазменный сгусток, который ускоряется. Для достижения максимально возможного электродинамического вклада в эффективность двигателя при достаточно высоком удельном импульсе необходимо обеспечить оптимизацию параметров электрической цепи и геометрии ускорительного канала. В целом, несмотря на схемную и конструктивную простоту и дешевизну, а также возможность работы при низких средних мощностях потребления, данный тип двигателя на сегодняшний день получил крайне ограниченное распространение. На момент написания статьи КА с данным типом двигателя в эксплуатации не находились. Последним успешным летным КА был MightySat 2.1 [18], запущенный в 2000 г. В 2022 г. запланирован старт миссии DUPLEX [11], оснащенной двигателем мощностью 48 Вт при пико-



Рис. 4. Эскизная схема абляционного импульсного плазменного двигателя (а) и внешний вид ЭРДУ АИПД-45-2 (б) [17].

вой тяге 270 мкН и удельном импульсе тяги 2400 с.

В целом, можно заключить, что двигатели с электромагнитным ускорением к настоящему времени нашли крайне ограниченное применение в составе экспериментальных и технологических КА и практически не используются для решения практических задач в космическом пространстве.

В электростатических двигателях для ускорения используется электрическое поле, в котором ускоряются ионы рабочего тела. Типичными представителями этого семейства двигателей являются ионные (ИД) и электроструйные двигатели.

В ИД функционально разделены область генерации плазмы — газоразрядная камера (ГРК) и область ускорения ионов — ионно-оптическая система (ИОС). Современные ИД строятся на базе источников ионов с объемной ионизацией атомов рабочего тела электронным ударом. Наибольшее развитие в настоящее время получили двигатели на основе разряда постоянного тока. Ионизация атомов рабочего тела осуществляется в газоразрядной камере за счет столкновения атомов с электронами, эмитируемыми катодом и набирающими энергию от постоянного во времени электрического поля. Для ограничения потерь, связанных с потоком электронов на элементы конструкции двигателя, используется магнитное поле, спрофилированное таким образом, чтобы обеспечить наилучшую эффективность ионизации, стабильность работы двигателя, а также однородность плотности плазмы на плазменной границе со стороны ионно-оптической системы. Для извлечения ионов из плазмы газоразрядной камеры, формирования и ускорения ионного пучка служит ионно-оптическая система, состоящая, как правило, из плазменного, ускоряющего и замедляющего электродов. Замедляющий электрод обычно имеет потенциал космического аппарата и для упрощения конструкции может выполнятся в виде кольца. Разность потенциалов между плазменным и замедляющим электродами определяет энергию ионов в пучке. На ускоряющий электрод подается отрицательный по отношению к замедляющему электроду потенциал в несколько сотен вольт, необходимый для отсечки электронов из пучковой плазмы. За срезом двигателя устанавливается катод-нейтрализатор, поставляющий в ионный пучок электроны, необходимые для нейтрализации объемного заряда. Схема ИД и внешний вид приведены на рис. 5.

Помимо ионизации в разряде постоянного тока существуют схемы ИД с ионизацией в ВЧ- и СВЧ-разрядах [19, 20], однако данные схемы гораздо менее популярны. Насколько можно судить по открытой печати на момент начала 2022 г. двигатели данных схем на орбите не используются. Последнее использование ИД с ионизацией в СВЧ-разряде проходило в период с 2014 по 2020 г. в составе КА Hayabusa-2 [21].

В настоящее время ИД массово применяются в составе геостационарных КА компании Boeing. Двигатели XIPS-25 имеют мощность до 4.2 кВт при удельном импульсе тяги до 3500 с. Однако наиболее резонансной сферой использования ИД являются маршевые двигательные установки аппаратов исследования дальнего космоса. Именно в данной нише удается максимально реализовать преимущества ИД: удельный импульс тяги 3000– 4000 с, ресурс до 50000 ч, стабильность и надежность работы. К знаковым миссиям с использованием ИД можно отнести миссии DAWN [22], BepiColombo [23], Hayabusa [20], Hayabusa-2 [21], DART [24].

В России работы по ИД к настоящему времени, к сожалению, не доведены до летного применения, однако созданный научно-технический задел позволяет уверенно говорить о высокой степени готовности отечественных технологий. В частности, для систем коррекции тяжелых геостационарных спутников связи в АО ГНЦ "Центр Келдыша" разработан двигатель ИД-200КР [25], который может применяться и в составе марше-



Рис. 5. Эскизная схема ионного двигателя (а) и внешний вид ИД-200 КР (б)

вых двигательных установок космических аппаратов исследования дальнего космоса.

Параметры ИД, которые используются или планируются к использованию в составе КА, приведены в табл. 1.

Электроструйные двигатели — это ЭРД, основанные на вытягивании и ускорении заряженных частиц с поверхности проводящей жидкости под воздействием внешнего электростатического поля. Электроструйные двигатели можно разделить на несколько классов в зависимости от используемого рабочего тела и режима работы. Двигатели,



Рис. 6. Эскизная схема электроструйного двигателя (а) и внешний вид двигателя ENPULSION NANO(б) [31].

использующие в качестве рабочего тела жидкость и ускоряющие заряженные капли данной жидкости, носят название коллоидных. Однако помимо ускорения капель возможно ускорение отдельных ионов, например, с использованием металла в качестве рабочего тела. Принципиальная схема электроструйного ускорителя и внешний вид ДУ на его основе приведены на рис. 6.

Согласно данным основного производителя двигателей данного класса, компании Enpulsion, к настоящему времени на орбите использовались более 80 двигателей данного типа [32]. Двигатели в основном применяются для коррекции орбит спутников формата CubeSat при мощности 40— 100 Вт, тяге до 1 мН и удельном импульсе тяги до 3000 с.

Наиболее часто используемом на орбите типом двигателей являются холловские двигатели (ХД). В отечественной классификации к ним относятся как стационарные плазменные двигатели (СПД), так и двигатели с анодным слоем (ДАС).

Двигатель	XIPS-25	T5	T6	RIT-10	μ10	NSTAR	NEXT	ИД-200КР
Разработчик	L-3 ETI,	QinetiQ,	QinetiQ,	EADS	ISAS,	JPL, Glenn	Glenn RC,	АО ГНЦ
	США	Велико-	Велико-	Astrium,	JAXA,	RC, США	США	"Центр
		британия	британия	Германия	Япония			Келдыша",
								Россия
Источники информации	[26]	[27]	[27]	[28]	[29]	[30]	[31]	[25]
Мощность, кВт	2.1/4.2	0.473	4.5	0.459	0.35	2.32	6.83	3.0
Тяга, мН	79/165	18	142	15	8	92.6	237	85.0
Удельный импульс, с	3400/3500	3466	4300	более 3460	3200	3170	4190	4500
Ресурс, часов	>15000	>6000	>6000	>20000	>20000	>30000	>50000	>10000
Материал	Молибден	Молибден,	Молибден,	Инвар,	УУКМ	Молибден	Молибден	УУКМ
электродов		графит	графит	графит				
Кол-во	3	2	2	3	3	2	2	2
электродов								

Таблица 1. Параметры ИД

Следует отметить некоторые разночтения в трактовке способа ускорения рабочего тела в двигателях данного типа. С одной стороны, в ХД происходит ускорение ионов в электрическом поле, поэтому часть авторов относит данные двигатели к электростатическим [33]. С другой стороны ускорение происходит в плазме, которая находится под воздействием радиального магнитного поля. Возникающий в кольцевой геометрии замкнутый дрейф электронов и сопутствующие электромагнитные колебания оказывают значительное влияние на рабочие процессы в двигателях данного типа, поэтому другая часть авторов относит их к электромагнитным [10]. Схема и внешний вид ХД приведены на рис. 7.

Исторически АО "ОКБ "Факел" обеспечивало большую часть поставок ХД на мировой рынок. Первый ХД, полностью разработанный за рубежом начал летные испытания только в 2006 г. [34]. Двигатели использовались для коррекции орбит как геостационарных, так и низкоорбитальных КА. В 2010 г. было впервые осуществлено довыведение КА АЕНF на целевую орбиту с помощью двигателей ВРТ-4000 [7] номинальной мощностью 4.5 кВт. Отечественные двигатели подобной мощности СПД-140 полетели только в 2017 г. на борту КА Eutelsat-172В [35].

Практически все современные ХД имеют номинальное разрядное напряжение 300–350 В и удельный импульс тяги, не превышающий 1800 с при мощностях 4.5 кВт и 1600 с при мощностях порядка 1 кВт. В начале 2000-х гг. в АО ГНЦ "Центр Келдыша" начались работы по повышению удельного импульса тяги ХД. В результате работ были созданы двигатели КМ-60 с номинальным напряжением разряда 500 В и КМ-75 с номинальным напряжением 810 В. Использование повышенных напряжений разряда позволяет приблизить характеристики ЭРДУ на базе ХД к характеристикам ЭРДУ на базе ИД в части удельного импульса тяги, сохранив при этом компактность присущую ХД. КМ-60 успешно эксплуатируется на орбите с 2014 г. [36]. Параметры основных ХД приведены в табл. 2.

Более 90% из используемых в мире ЭРДУ построено на базе ХД либо ИД двигателей [5, 9]. Холловские двигатели доминируют в сегментах коррекции орбиты и довыведения достаточно крупных околоземных космических аппаратов (от 200 кг и более), доля ионных двигателей в данных сегментах, на текущий момент, существенно меньше и ограничивается космическими аппаратами фирмы Boeing и единичными аппаратами других производителей. С другой стороны, как уже отмечалось выше, ионные двигатели доминируют в сегменте космических аппаратов исследования дальнего космоса, где их преимущества в виде возможных широких диапазонов дросселирования, высокой скорости истечения, а также высоких ресурсных характеристик реализуются в полной мере.

Оптимальная ДУ для КА определяется исходя из особенностей применения КА, ограничений по массе, бортовой энергетике, требуемой тяговооруженности и т.д. Применительно к ЭРДУ существует понятие оптимального удельного импульса. Масса ЭРДУ определяется следующим соотношением:

$$M_{EPS} = M_{pr} + M_{unf},$$

Рис. 7. Эскизная схема холловского двигателя (а) и внешний вид двигателя KM-60 (б).

где M_{pr} — масса рабочего тела, а M_{unf} — масса не заправленной ЭРДУ, включая систему электропитания, двигатель, систему отвода тепла (при необходимости), систему управления и т.д.,

Таблица 2. Параметры ХД

$$M_{pr} = \dot{m}\tau = \frac{R}{I_{sp}}\tau,$$

где \dot{m} – расход рабочего тела, τ – время работы. Сухую массу ЭРДУ в первом приближении можно считать пропорциональной мощности

$$M_{unf} = \gamma N = \gamma \frac{RI_{sp}}{2\eta},$$

где γ – коэффициент пропорциональности, соответствующий массовому совершенству ЭРДУ. Таким образом наименьшая масса двигательной подсистемы достигается при некотором значении удельного импульса тяги

$$I_{sp}^{opt} = \sqrt{\frac{2\tau\eta}{\gamma}},$$

зависящего от массового совершенства, коэффициента полезного действия и времени работы ЭРДУ.

Таким образом, оптимальный удельный импульс тяги является высоким для длительных миссий, короткие миссии с быстрыми перелетами эффективнее реализуются с помощью жидкостных ракетных двигателей. Баллистический анализ и оптимизация КА, исходя из имеющихся ограничений, учитывая экономическую составляющую, обязательно осуществляется в ходе проектных работ.

Традиционным рынком для использования ЭРДУ являются геостационарные аппараты с типичными для современного уровня развития сроками активного существования от 15 лет и более. Начинают осуществляться проекты по дозаправке спутников с помощью специальных служебных КА [42]. Растет энерговооруженность и масса аппаратов данного класса, что ведет к росту мощности, потребляемой ДУ при коррекции с ~1.5 кВт (СПД-100В), до 2–3 кВт (КМ-75, СПД-140). Также масса КА становится слишком

Двигатель	Разработчик	Мощность, кВт	Тяга, мН	Удельный импульс, с	Ресурс, ч	Статус разработки
SPT-50M [37]	АО "ОКБ "Факел",	0.22-0.3	14-18	930-1300	>5000	летный
СПД-70 [37]	Россия	0.67	39	1470	>3100	летный
СПД-100В [37]		1.35	83	1600	>9000	летный
СПД-140 [37]		03.04.2005	193/290	1680/1770	>20000	летный
XR-5 [38]	Aerojet Rocketdyne, CIIIA	4.5	290	1790	>20000	летный
KM-60 [36]	АО ГНЦ "Центр	0.93	42	1860	>4000	летный
KM-75 [39]	Келдыша", Россия	2.35	95	2680	>6000	летный
PPS-1350 [40]	Snecma, Франция	1.5	90	1660	10000	летный
XR-5 [41]	Aerojet, USA	4.5	270	1950	>6000	летный



большой для выведения непосредственно на геостационарную орбиту, что требует довыведения с помощью ЭРДУ. Операция довыведения обычно занимает от 2 до 6 месяцев и приводит к расходованию ресурса КА без осуществления им целевых функций, однако существенно увеличивает массовую долю полезной нагрузки и позволяет увеличить суммарную выручку за жизненный цикл КА. В случае каждого аппарата решение принимается заказчиком индивидуально, однако практически все производители КА для коммерческого рынка в настоящее время предлагают КА с ЭРДУ довыведения в качестве опции.

Такая же логика справедлива для многоспутниковых группировок типа Starlink и OneWeb. Использование ЭРДУ для довыведения и разведения КА по орбите позволяет существенно увеличить число КА в каждом пуске и, соответственно, снизить цену выведения единичного КА в группировке.

ЭРДУ активно применяются и в составе КА типа CubeSat [11], относительная дешевизна разработки, низкие требования к надежности и терпимость данного рынка к риску потери КА приводит к широкому спектру используемых решений, включая необходимость использования ДУ и тип двигателей. Экономические модели аппаратов данного класса и их группировок в настоящее время далеки от нахождения оптимальных решений, поэтому оптимальные технические решения также не могут быть определены.

Еще одной сферой применения ЭРДУ является осуществление коррекции орбит пилотируемых станций. Китайская космическая станция уже в настоящее время использует данную опцию, американская окололунная станция также будет использовать ЭРДУ [43], аналогичные решения рассматриваются и для других проектов пилотируемых станций. Конечно, ЭРДУ не сможет обеспечить быстрых маневров уклонения, в силу низкой тяговооруженности, но способна обеспечить кратное сокращение издержек на коррекцию орбиты за счет экономии массы рабочего тела. При этом во всех проектах в качестве основного решения рассматриваются ХД.

Проведение работ по получению существенно больших энергетических возможностей в космосе и увеличение характерных мощностей энергосистем с 20–25 кВт до 0.1–1 МВт, в том числе с применением ядерной энергии [44], позволяют говорить об еще одном перспективном сегменте развития космической техники – мощных энергодвигательных системах.

Использование ЭРДУ мощностью 200 кВт при удельном импульсе тяги двигателей 5000 с позволяет увеличить массу полезной нагрузки, доставляемой на геостационарную орбиту с помощью ракеты-носителя типа "Ангара-5М" до 3 раз. Использование межорбитальных многоразовых буксиров с ЭРДУ мощностью 1 МВт позволяет существенно (до 1.9 раза) снизить удельную стоимость доставки грузов на окололунную орбиту. Использование таких буксиров в марсианских миссиях позволяет в разы увеличить массу полезной нагрузки на целевой орбите по сравнению с решениями на основе жидкостных ракетных двигателей.

С учетом ограничений по возможностям наземной экспериментальной отработки наиболее оптимальным представляется построение ЭРДУ для таких комплексов по модульному принципу с мощностью ЭРД 50–100 кВт. Работы по таким ЭРД ведутся в России [45] и США [46].

Характеристики двигателей приведены в табл. 3.

3. ПРОБЛЕМАТИКА РАЗРАБОТКИ ХОЛЛОВСКИХ ДВИГАТЕЛЕЙ

Основные стадии разработки ЭРД и ЭРДУ практически не имеют особенностей относительно разработки других изделий космической техники, кроме обеспечения ресурсных характеристик и подтверждения надежности. При формулировании исходных данных необходимо, исходя из баллистических оценок, определить потребную тягу, удельный импульс тяги и суммарный импульс. Эти исходные данные определят требуемую электрическую мощность и ресурс двигателей.

Дальнейший процесс разработки происходит в рамках НИОКР и ниже проведен обзор доступного разработчикам инструментария для создания ХД и ИД. Вместе данные типы двигателей занимают доминирующую позицию на рынке ЭРД.

Процесс разработки двигателей можно разделить на следующие стадии:

 – определение основных схемных решений и массогабаритных характеристик двигателей;

 – разработка экспериментальных образцов изделий и подтверждение предсказанных на предыдущем этапе характеристик;

 – разработка опытных образцов изделий и проведение их испытаний в соответствии с программой экспериментальной отработки;

подтверждение ресурсных характеристик изделий.

При проведении разработки моделирование физических процессов, к сожалению, носит вспомогательный характер, поскольку многие из процессов, происходящих в ХД и ИД до настоящего времени не имеют достоверного физикоматематического описания, поэтому при создании изделий разработчики пользуются эмпирическим опытом, дополняя его расчетами.

Двигатель	Разработчик	Тип	Мощность, кВт	Тяга, мН	Удельный импульс, с	Pecypc, ч	Статус разработки	Двига- тель
Hermes [45]	NASA, Aerojet Rocketdyne, CIIIA	ХД	6.7-13.3	380-590	1900-2800	-	квалифика- ция	380-590
KM-10 [39]	АО ГНЦ "Центр Келдыша", Россия	ХД	1.5-12	100-580	1700-2700	>10000	квалифика- ция	100-580
Nexis [45]	JPL, США	ИД	20.4	446	7000	>100000	лабораторный	446
ИД-500 [47]	АО ГНЦ "Центр Келдыша", Россия	ИД	17.5-35	375-750	7000	>20000	квалифика- ция	375-750
ИД-750	АО ГНЦ "Центр Келдыша", Россия	ИД	80-100	до 1500	до 10000	>20000	лабораторный	до 1500
XR-100 [48]	NASA, Aerojet Rocketdyne, США	ХД	до 85	до 4600	до 2000	-	инженерный	до 4600
KM-50M	АО ГНЦ "Центр Келдыша", Россия	ХД	до 50	до 1400	до 5000	>50000	лабораторный	до 1400
VASIMR VX- 200 [49]	Ad Astra Rocket Company, США	VASI MR	до 200	до 6000	до 4900	_	лабораторный	до 6000
СПД-230 [37]	АО "ОКБ "Факел", Россия	ХД	до 25	до 1070	до 3200	>10000	квалифика- ция	до 1070
PPS®5000 [50]	Snecma, Фран- ция	ХД	5	до 300	до 1850	>15000	квалифика- ция	до 300
HT20k [51]	Sitael, Италия	ХД	20	до 1100	до 3800	10000	инженерный	до 1100
457M [52]	NASA GRC, США	ХД	до 72	до 2900	до 3000	_	лабораторный	до 2900

Таблица 3. Характеристики мощных ЭРД

3.1. Текущее положение в моделировании разряда холловских двигателей

Для описания процессов, протекающих при горении разряда ХД необходимо в общем случае решить систему уравнений Больцмана–Максвелла

$$\frac{\partial f_{\alpha}}{\partial t} + \mathbf{\xi} \cdot \frac{\partial f_{\alpha}}{\partial \mathbf{r}} + \frac{q_{\alpha}}{m_{\alpha}} (\mathbf{E} + \mathbf{\xi} \times \mathbf{B}) \cdot \frac{\partial f_{\alpha}}{\partial \mathbf{\xi}} = \operatorname{St} f,$$
$$\nabla \cdot \mathbf{E} = \frac{\rho}{\varepsilon_0}, \quad \nabla \cdot \mathbf{B} = 0,$$
$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad \nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{J} + \mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}$$

с соответствующими граничными условиями, однако в такой постановке система уравнений крайне сложна и на современном уровне развития вычислительной техники ее решение в рамках задачи полноценного моделирования ХД не представляется возможным. В связи с этим, при моделировании процессов в ХД прибегают к различного рода упрощениям, полагая, что решения упрощенных систем уравнений наследуют основные свойства решения общей системы.

За время развития вычислительных методов в области моделирования холловских двигателей было создано большое количество расчетных моделей, приближающих к пониманию процессов в плазменном разряде. Все эти модели можно разделить на группы по нескольким признакам.

Первый признак – это размерность пространства моделирования. По этому признаку модели делятся на одномерные (в направлениях z – осевое направление, основное направление электрического поля [53–55], r – радиальное направление, основное направление магнитного поля [56, 57] и θ – азимутальное направление, основное направление холловского тока [58, 59]), двухмерные (в плоскостях z–r [60–62], z– θ [63, 64]), и трехмерные [65]. Очевидно, что трехмерные модели являются наиболее точными, однако требуют слишком больших вычислительных затрат, поэтому практически не используются. Одномерные и двумерные модели не способны напрямую учитывать особенности геометрии области моделирования и часть физических процессов, что приводит к необходимости их учета с помощью упрощенных моделей, часто не имеющих под собой общепризнанного обоснования. Это касается, например, проблем описания электронной проводимости поперек силовых линий магнитного поля и взаимодействия плазмы с различными типами поверхностей. Последние две проблемы будут рассмотрены ниже.

Второй признак, по которому можно разделить численные модели — это способ описания динамики компонент плазмы. Обычно используется три способа: кинетический, гидродинамический и гибридный (как правило, с гидродинамическим описанием электронной компоненты, кинетическим описанием нейтральной компоненты и гидродинамическим, либо кинетическим описанием ионной компоненты плазмы). Каждый из способов обладает своими преимуществами и недостатками. Исследование некоторых отличий этих подходов были проведены в работах [66, 67].

Кинетические модели, как правило, используют два метода решения – метод прямого кинетического моделирования и метод частиц. Метод прямого кинетического моделирования [68] предполагает численное решение кинетического уравнения Больцмана совместно с уравнениями поля. Метод является очень ресурсозатратным, но при этом позволяет получить гладкое решение на функцию распределения. На данный момент, применение данного метода сильно ограничено вычислительной емкостью, и используется для решения отдельных задач физики разряда в скрешенных полях [69]. Метод частиц [70] также позволяет получить в качестве решения функцию распределения, однако, не решая при этом кинетического уравнения Больцмана напрямую, а решая уравнения траекторий для каждой частицы на сетке совместно с решением уравнений поля. При таком подходе требуется меньше вычислительных ресурсов, чем при прямом моделировании уравнения Больцмана, однако полученное решение будет обладать численным шумом, способным влиять на некоторые коротковолновые физические процессы. Кроме того, оба метода решения предъявляют серьезные требования к минимальному шагу по времени и размеру ячейки для разрешения, как минимум, радиуса Дебая и плазменной частоты, поэтому полноценное моделирование данным методом полноразмерных двигателей затруднительно, в связи с чем, в некоторых моделях используют различные методики ускорения расчетов, например, изменение диэлектрической проницаемости вакуума [71], что

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ том 48 № 9 2022

вносит дополнительные искажения в физику процессов.

Гидродинамический способ описания совместно с плазменным приближением (равенство концентраций ионов и электронов) позволяет получать гладкое решение и требует меньше всего вычислительных ресурсов, так как при таком методе нет необходимости в разрешении масштабов радиуса Дебая и плазменной частоты. Метод базируется на решении системы уравнений для моментов функции распределения, а не для самой функции распределения. При этом, возникает проблема замыкания, в общем случае, бесконечной цепочки уравнений на моменты. Наиболее распространенные способы замыкания системы уравнений на моменты при моделировании плазмы в холловских двигателях – использование приближений холодной плазмы и Фурье. Приближение холодной плазмы заключается в приравнивании нулю вторых моментов функции распределения. Приближение Фурье заключается в выражении теплового потока (третьего момента) через градиент температуры, с приравниванием нулю недиагональных членов тензора напряжений (второго момента). В одной из наиболее современных моделей плазмы в разряде ХД [72] в качестве замыкания для системы уравнений, описывающих динамику ионов, используется приближение холодной плазмы, а для замыкания системы уравнений для электронов используется приближение Фурье с коэффициентом теплопроводности, зависящим от параметров плазмы и магнитного поля. Существуют модели, предлагающие более сложные методы замыкания с использованием уравнений на первые 14 моментов функции распределения замыканием в виде поиска функции распределения с максимальной энтропией [73]. Пока такой подход не применялся для полноценного моделирования разряда холловского двигателя, но ряд тестовых задач со сложной функцией распределения, включая функцию распределения электронов (ФРЭ) в скрещенных электрическом и магнитном полях, показал, что подход дает очень хорошее совпадение результатов моделирования с тестовыми решениями [73, 74].

Помимо перечисленных способов моделирования плазмы существует еще гибридный подход, при котором часть компонент плазмы моделируется кинетически, а часть — гидродинамически. В гибридных моделях электроны, как правило, моделируются гидродинамически, нейтральные атомы кинетически, а ионы либо гидродинамически либо кинетически [60]. Таким образом, удается сочетать преимущества и избегать недостатков разных методов в одной модели.

Помимо чисто технических проблем, связанных с численным моделированием разряда в ХД,

существует ряд проблем физики разряда, до сих пор не имеющих завершенного физико-математического описания, что очевидным образом препятствует созданию точных численных инструментов. Одной из таких проблем, как было отмечено выше, является проблема описания переноса электронов поперек силовых линий магнитного поля. Обычно выделяют три механизма переноса электронов поперек магнитного поля: классический столкновительный, пристеночный [75-78] и аномальный. Первые два хорошо описаны и изучены, однако не способны описать электронный ток в разряде ХД, получаемый в эксперименте. Под аномальным механизмом переноса, как правило, подразумевают перенос, обусловленный взаимодействием электронной компоненты с различными волнами и неустойчивостями в плазме. Описание такого переноса является одной из ключевых проблем на пути к созданию расчетных инструментов моделирования разряда ХД. Так, например, наибольшую практическую значимость при проектировании двигателей представляют двухмерные модели в плоскости z-r, поскольку такая область моделирования позволяет вычислить распределение интенсивности эрозии рабочих поверхностей двигателя, определить тепловые потоки из плазмы в конструкцию, спрогнозировать ресурс работы двигателя, оптимизировать конструкцию двигателя, получить зависимости интегральных параметров от геометрии и многое другое. Однако при описании разряда в *z*-*r*-геометрии невозможно напрямую смоделировать процесс транспорта электронов, обусловленный развитием азимутальных неустойчивостей в плазме [58, 63, 79-81], поэтому вклад процессов, развивающихся в азимутальном направлении в перенос электронов в геометрии *z-r* приходится учитывать неявно. Наиболее известное приближение, использующее для учета аномального транспорта эффективные столкновения, сформулировано Бомом [82]

$v_{ano} = \alpha \omega_c$

где v_{ano} — это частота эффективных столкновений, α — коэффициент пропорциональности, ω_c — электронная циклотронная частота. Эта модель проводимости используется в достаточно большом количестве работ [55, 83—85]. Однако для ХД такое приближение дает несоответствующие эксперименту распределения плазменных параметров и сильную зависимость параметров плазмы от катодного граничного условия [86]. Несоответствие рассчитанных с помощью приближения Бома параметров плазмы с экспериментально измеренными показано в работах [87—89].

Отдельные физические механизмы переноса электронов поперек магнитного поля за счет их взаимодействия с волнами в плазме в настоящее время активно изучаются при помощи численных моделей в плоскости *z*-*θ* [90-92]. Однако такие модели не способны учесть конечность плазмы в направлении r, кривизну силовых линий, влияние пристеночных процессов на процессы в объеме. Частично эти вопросы изучались, например, в работе [63]. Существует ряд турбулентных моделей [93-95], описывающих величину аномального транспорта электронов исходя из базовых физических принципов, опираясь на взаимодействие плазмы с различными азимутальными неустойчивостями плазмы. А в работе [96] используется суперпозиция турбулентных моделей из работ [93–95], каждая из которых применяется в своей области разрядного канала. Такой подход к моделированию аномальной проводимости кажется перспективным, однако, среди входных параметров турбулентных моделей фигурируют величины, которые невозможно определить напрямую в z-r постановке.

Другой серьезной проблемой на пути к созданию расчетных инструментов является учет процессов, связанных с пристеночными слоями в плазме. Конструктивные элементы двигателей, находящиеся в прямом контакте с плазмой разряда в настоящее время, как правило, изготавливаются из различных композитов на основе нитрида бора, однако оптимальный выбор материала (его состава и физико-химических свойств), а также учет его влияния на плазменные процессы, является крайне непростой комплексной задачей.

Впервые механизмы влияния пристеночных процессов на параметры разряда изучались в контексте явления пристеночной проводимости [75-78]. Позднее, начиная с 90-х гг., взаимодействие плазмы с поверхностью в устройствах типа ХД стали активно исследовать за рубежом. На данный момент существует довольно большой объем экспериментальных работ, посвященных исследованию влияния различных видов материалов как на интегральные, так и на локальные характеристики разряда ХД. В качестве тестовых материалов использовались карбид кремния, оксид алюминия, графит, горячепрессованные композиты нитрида бора типа БГП-10 (нитрид бора + оксид кремния), или АБН (нитрид бора + нитрид алюминия), оксид алюминия с различными присадками и т.п. [97]. Как показывают результаты экспериментальных исследований [98, 99], наиболее сильную зависимость от типа материала стенки испытывает ток разряда (его средняя величина и спектральный состав), и, как следствие, КПД двигателя, разница в характеристиках разряда для различных материалов усиливается с увеличением разрядного напряжения и может достигать 50%.

В качестве одного из основных свойств материалов, способного существенно влиять на взаи-

модействие плазмы с поверхностью наиболее чарассматривается вторичная электронная эмиссия (ВЭЭ), параметры которой существенным образом влияют на формирование пристеночных слоев. Экспериментальные исследования влияния ВЭЭ на интегральные и локальные параметры разряда в ХД проводились, например, в работах [100–102], где авторами, помимо влияния ВЭЭ на интегральные характеристики разряда, показано существенное влияние на распределение электрического поля и температуры электронов вдоль центральной линии разрядного канала. Механизмы такого влияния ВЭЭ на параметры разряда связаны со сложным балансом потоков ионов и электронов на стенку, которые "стремятся" к равенству за счет самосогласованного формирования пристеночного падения потенциала. По причине существенно более высокой подвижности электронов (по сравнению с ионами) в пристеночных слоях формируется отрицательное падение потенциала, отражающее большую часть электронного потока на стенку обратно в плазменный объем, однако величина пристеночного падения зависит от многих факторов и в общем случае согласована с процессами, происходящими в основном плазменном объеме. По порядку величины пристеночное падение, обычно, составляет несколько электронных температур. ВЭЭ, в частности, приводит к уменьшению пристеночного падения вплоть до образования специфического режима "объемного насыщения зарядом" в пристеночном слое, тогда пристеночное падение оказывается $\approx k_B T_e / e$ [53, 103], в этом режиме происходит интенсивный обмен энергией между электронами плазменного объема и стенкой [99].

Важным фактором, как было отмечено выше, является наличие самосогласованных процессов между ФРЭ и параметрами пристеночного слоя. В работах [104, 105] было показано, что в условиях разряда ХД взаимодействие со стенкой приводит к сильной анизотропии ФРЭ, в частности, происходит "обеднение" выскоэнергетичных хвостов ФРЭ вдоль магнитного поля (в цитируемых работах магнитное поле направлено перпендикулярно стенке), за счет потери на стенках, что приводит к сильному отклонению ФРЭ от максвелловской. Кроме того, температура электронов вдоль магнитного поля в численных расчетах сильно отличалась от температуры в перпендикулярной плоскости. Наличие вторичного электронного потока из стенки приводит к появлению "пиков" на ФРЭ, а возможность пролета вторичных потоков до противоположной стенки разрядного канала приводит к согласованному влиянию слоев на противоположных стенках друг на друга [106]. В современных ХД для достижения высоких ресурсных показателей используется, так называемое, "магнитное экранирование",

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ том 48 № 9 2022

при котором, магнитное поле вблизи стенок практически параллельно их поверхности, что приводит к еще большим сложностям с точки зрения анализа пристеночных процессов [107].

Кроме того, следует упомянуть вопрос о влиянии пристеночных процессов на электронную проводимость поперек магнитного поля помимо непосредственно пристеночной проводимости. Как было показано в работе [63], динамика электронов вдоль магнитного поля оказывает существенное влияние на дисперсию волн в плазме и формирует дополнительные гармоники, влияющие на проводимость электронов в объеме. Взаимное влияние пристеночных процессов и переноса электронов через неустойчивости плазмы основного объема в холловском разряде на данный момент практически не изучено.

Можно заключить, что вся сложность процессов, происходящих в разряде ХД, с приемлемой точностью может быть смоделирована только при помощи кинетических численных моделей, однако, ввиду высоких требований к вычислительной мощности, такие модели пока не могут быть использованы в качестве расчетного инструмента для проектирования новых образцов ХД. В этом смысле, перспективным видится подход по дальнейшему развитию гидродинамических или гибридных методов, дополненных учетом процессов, не разрешаемых напрямую в этой постановке, которые, в свою очередь, необходимо изучать с использованием кинетических методов расчета в упрощенных модельных задачах.

3.2. Предсказание интегральных характеристик холловских двигателей

Отсутствие надежных инструментов моделирования разряда холловского типа стимулировало поиски альтернативных способов предсказания параметров проектируемых ХД. Одним из таких способов стало исследование соотношений масштабирования, которые позволили бы предсказать выходные параметры вновь проектируемого ХД на основе известных режимов работы прототипа с высокими достигнутыми параметрами эффективности. Новый двигатель может отличаться от прототипа размерами, мощностью и напряжением разряда, а также типом рабочего тела.

Начиная с ранних исследований разряда холловского типа, был выдвинут тезис, что для получения соотношений масштабирования необходимо использовать критерии подобия. В одной из первых работ, посвященных разработке теории подобия ХД [108], был введен безразмерный критерий λ_i/L , где $\lambda_i = V_a/(\langle \sigma_i v_e \rangle n_e)$ – средний пробег атома до ионизации, L – длина разрядного канала, V_a – характерная скорость атомов, n_e –

концентрация электронов, $\langle \sigma_i v_e \rangle$ — объемная скорость ионизации, т.е. произведение сечения ионизации на модуль скорости электрона, усредненное по функции распределения электронов по скоростям. Этот параметр характеризует вероятность ионизации нейтрального атома в разрядном канале и, в конечном счете, коэффициент использования рабочего тела. Позднее его было предложено называть критерием Меликова—Морозова [109].

В большинстве последующих работ в области масштабирования СПД делались попытки обеспечить инвариантность отношения λ_i/L при изменении мощности и размеров двигателя [110-114]. Однако эксперименты показали, что длина области разряда, в которой происходит наиболее интенсивная ионизация атомов рабочего тела, не совпадает с длиной разрядного канала. Поэтому в критерии Меликова-Морозова в знаменателе должна стоять не длина разрядного канала, а некоторая эффективная длина, характеризующая размер области интенсивной ионизации. Эту эффективную длину нельзя задать произвольным образом. В отличие от диаметра канала и его высоты, которые можно задать произвольно, размер области ионизации является внутренним свойством плазмы. Этот размер зависит от многих факторов, таких как величина и форма магнитного поля, геометрия канала, параметры разряда и других. Для ХД различных типов, таких как СПД, СПД с магнитным экранированием и ДАС эти зависимости, по-видимому, имеют различный характер и до сих пор полностью не изучены.

Экспериментальные исследования показали, что при оптимальных параметрах магнитного поля длина зоны ионизации в СПД изменяется примерно пропорционально основным размерам разрядного канала – его диаметру и высоте. В этом случае при уменьшении размеров двигателя очень трудно обеспечить инвариантность критерия Меликова-Морозова. Попытка сохранить эту величину наталкивается на проблему увеличения теплового потока на стенки канала и падению ресурса. Эта проблема отмечалась и в самых первых исследованиях [115], и в процитированных выше работах, посвященных вопросам масштабирования. С другой стороны, при увеличении мощности стремление сохранить инвариантность критерия Меликова-Морозова не имеет смысла, так как с ростом размеров разрядного канала возрастает длина ионизации, а вместе с ней и коэффициент использования рабочего тела. Поэтому задача обеспечения подобия физических процессов и задача масштабирования ХД должны рассматриваться отдельно. Задача подобия может быть рассмотрена, например, при создании уменьшенной модели двигателя, которую предполагается использовать для оценки выходных параметров более мощного ХД. В задаче масштабирования нельзя требовать подобия физических параметров, таких, как критерий Меликова—Морозова. Целью масштабирования является обеспечение максимальной эффективности при создании нового двигателя, который может отличаться от прототипа по мощности, напряжению разряда и типу рабочего тела.

Одним из главных факторов, влияющих на размеры двигателя, является его мощность. При увеличении мощности двигателя растет плотность теплового потока на стенки разрядного канала, поэтому для поддержания температуры элементов двигателя на допустимом уровне размеры двигателя необходимо увеличивать. При уменьшении мощности снижается плотность плазмы в разрядном канале. Это приводит к уменьшению вероятности ионизации атомов рабочего тела при прохождении ими разрядного канала и, как результат, к падению газовой эффективности. В этом случае для повышения плотности плазмы размеры двигателя необходимо уменьшать. При создании новых ХД обычно предполагают, что доля потерь мощности разряда, выделяющаяся на стенках, примерно одинакова у всех оптимизированных двигателей, т.е. тепловой поток на стенки примерно пропорционален мощности разряда. Температура стенок в значительной степени определяется плотностью потока тепла, которая прямо пропорциональна тепловому потоку и обратно пропорциональна площади поверхности стенок, т.е. квадрату линейного размера. Поэтому, чтобы сохранить температуру стенок на приемлемом уровне, линейные размеры двигателя необходимо изменять примерно пропорционально квадратному корню из мощности разряда.

Подход к получению соотношений масштабирования, предложенный и развитый в работах [116, 117], основывается на предположениях о том, что в оптимизированных конструкциях ХД при номинальном режиме работы плотность теплового потока на стенки разрядного канала должна быть примерно одинакова, а длина зоны эффективной ионизации пропорциональна линейным размерам канала. При этих условиях были сделаны аналитические оценки и предположения о величине коэффициентов эффективности ХД. Основными коэффициентами, характеризующими эффективность анодного блока ХД, являются анодный КПД

$$\eta_a = \frac{R^2}{2\dot{m}_a N_a}$$

и анодный удельный импульс

$$I_{spa} = \frac{R}{\dot{m}_a g},$$
где \dot{m}_a — расход рабочего тела в анод, N_d — мощность разряда, которая не учитывает потери в катоде, магнитной системе и другие возможные потери.

Эти величины могут быть представлены в виде произведения нескольких коэффициентов, которые описывают различные виды анодных потерь [118, 119]: коэффициент использования рабочего тела $\eta_m = (\sum \dot{m}_k) / \dot{m}_a$, где \dot{m}_k – массовый поток ионов *k*-го зарядового состояния; коэффициент использования тока $\eta_I = ((e/M)\sum k\dot{m}_k)/I_d$, где в числителе стоит полный ток ионов; коэффициент использования напряжения $\eta_U = \gamma_E^2 \gamma_{\theta}^2$, где коэффициент γ_E характеризует потери, обусловленные распределением ионов по энергии, коэффициент γ_{θ} характеризует потери, обусловленные угловым разбросом скоростей ионов, а произведение $\gamma_E \gamma_{\theta}$ — это отношение реальной тяги к идеальной, которая была бы создана, если бы все ионы двигались параллельно оси симметрии двигателя и имели бы одинаковую энергию, соответствующую напряжению разряда; коэффициент использования заряда $\eta_q = \gamma_q^2 / \gamma'_q$, где $\gamma_q = \sum \sqrt{k} \mu_k$, $\gamma'_q = \sum k \mu_k$, $\mu_k = \dot{m}_k / \sum \dot{m}_k$ – массовый поток ионов *k*-го зарядового состояния.

Если предположить, что ионы различной кратности характеризуются подобными функциями распределения, анодный КПД и анодный удельный импульс могут записать следующим образом:

$$\eta_a = \eta_q \eta_m \eta_I \eta_U,$$

$$I_{spa} = \gamma_q \eta_m \sqrt{\eta_U} \sqrt{\frac{2eU_d}{Mg^2}}.$$

Эксперименты, проведенные в АО ГНЦ "Центр Келдыша" с двигателями мощностью от 200 Вт до 20 кВт, показали, что при изменении режима работы ХД основные изменения претерпевает коэффициент использования рабочего тела. Кроме того, на удельный импульс заметно влияет зарядовый состав плазменной струи. Изменения других коэффициентов были менее значительными, и для них не было обнаружено явно выраженной зависимости от режима работы двигателя. Поэтому при построении модели масштабирования был использован упрощенный подход, в котором для коэффициентов η_I и η_U были заданы некоторые средние характерные значения. Значения коэффициентов η_q и γ_q согласно немногочисленным опубликованным результатам экспериментов, наиболее сильно коррелируют с напряжением разряда, и для них в модели были использованы линейные регрессии.

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ том 48 № 9 2022



Рис. 8. Анодный КПД как функция параметра Q.

Для коэффициента использования рабочего тела в работе [120] было получено приближенное выражение

$$\eta_m = 1 - \exp(-CQ),$$

где $Q = M_A \beta_i \sqrt{P_d} / (\gamma'_d U_d)$ – величина, характеризующая режим работы двигателя, а значение коэффициента С неизвестно, но должно быть примерно одинаковым при номинальных режимах работы у всех ХД с оптимизированной конструкцией. Присутствие в полученном выражении неизвестного коэффициента обусловлено недостаточно полно изученной физикой разряда холловского типа. В модели масштабирования величина С была выбрана таким образом, чтобы обеспечить наилучшую корреляцию между предсказанными и реально измеренными коэффициентами эффективности. Экспериментально измеренные коэффициенты эффективности были получены путем анализа научных публикаций и собраны в базу данных, которая содержала информацию о более, чем 1500 режимах работы 40 различных двигателей, разработанных в России и за рубежом.

На рис. 8 показаны значения анодного КПД в зависимости от значения величины для ХД из собранной базы данных. Непрерывная линия показывает аппроксимирующую кривую.

На базе полученных соотношений были выявлены основные тенденции изменения выходных характеристик типичного холловского двигателя при изменении мощности и напряжения разряда и типа рабочего тела.

Одним из основных результатов, полученных при помощи модели масштабирования, является объяснение низкой эффективности работы двигателей малой мощности при использовании сравнительно легких рабочих тел, таких как криптон и аргон. При низкой мощности разряда рабочие тела с более высокой атомной массой



Рис. 9. Анодный удельный импульс в зависимости от мощности разряда.

обеспечивают более высокий удельный импульс несмотря на то, что их ионы ускоряются до меньших скоростей, чем более легкие ионы. Это обусловлено более высоким коэффициентом использования рабочего тела. Уменьшение η_m при переходе на более легкие рабочие тела происходит по трем причинам. Во-первых, более легкие инертные газы имеют меньшие сечения ионизации. Во-вторых, более легкие атомы имеют более высокую тепловую скорость и быстрее пересекают разрядный канал, что уменьшает вероятность их ионизации. В-третьих, более легкие ионы быстрее покидают разрядный канал, что снижает плотность плазмы в зоне ионизации. Для примера, на рис. 9, показаны полученные в модели зависимости анодного удельного импульса от мощности разряда при фиксированном напряжении разряда 500 В для нескольких типов рабочего тела. Можно видеть, что при мощности менее 1 кВт висмут обеспечивает более высокий удельный импульс, чем ксенон. Использование криптона вместо ксенона позволяет увеличить удельный импульс только при мощности, превышающей 3 кВт. Использование аргона вместо любого другого типа атомов с целью повышения удельного импульса имеет смысл при мощности разряда более 20 кВт. Для каждой выбранной пары напряжения и мощности разряда существует сорт рабочего тела, который обеспечивает максимум удельного импульса.

Другой особенностью поведения выходных характеристик ХД, выявленной в модели масштабирования, является наличие максимума у зависимости анодного КПД от напряжения при фиксированной мощности разряда. Для большинства исследованных рабочих тел максимум достигается при напряжении разряда менее 500 В. Для примера на рис. 10 показаны рассчитанные зависимости анодного КПД от напряжения разряда



Рис. 10. Анодный КПД в зависимости от напряжения разряда.

при мощности разряда 1 кВт для нескольких типов рабочего тела. Наличие максимумов объясняется немонотонной зависимостью отношения $\beta_i(T_e)/U_d$ от температуры электронов в зоне ионизации, которая в модели предполагается пропорциональной напряжению разряда.

На рис. 11 показаны диаграммы эффективности, рассчитанные по описанной модели масштабирования для аргона, криптона и ксенона. На диаграммах построены два набора кривых, характеризующих зависимости анодного удельного импульса от тяги. Один набор кривых соответствует изменению напряжения разряда при нескольких различных значениях мощности разряда. Значения мощности разряда указаны около начала каждой кривой. Другой набор кривых соответствует изменению мощности разряда при нескольких значениях напряжения разряда. Значения напряжения разряда указаны около конца каждой кривой. Диаграммы позволяют определить, при какой мощности и каком напряжении разряда можно получить требующиеся значения тяги и анодного удельного импульса. И наоборот, выбирая точку пересечения заданных значений мощности и напряжения разряда, можно оценить ожидаемую тягу и анодный удельный импульс. Аналогичные диаграммы могут быть построены для оценки анодного КПД.

Таким образом, на данный момент существует инструмент, позволяющий оценивать выходные характеристики двигателя по заданным входным параметрам при помощи некоторого набора эмпирических коэффициентов. Данный подход может быть развит в направлении уточнения коэффициента *С* для современных конструкций ХД, большинство из которых использует технологию "магнитного экранирования". В таких конструкциях взаимодействие плазмы с рабочими поверхностями разрядного канала ХД снижено, за счет чего изменятся и соотношения в тепловом балан-



Рис. 11. Анодный удельный импульс как функция тяги, мощности и напряжения разряда для аргона (а), криптона (б) и ксенона (в).

се, что повлечет за собой и отличие в коэффициенте *C* по сравнению с "классическими" конструкциями, в большинстве своем наследующих основные свойства наиболее отработанных в летной эксплуатации образцов типа СПД-100. Кроме того, построение аналогичных полуэмпирических моделей для, к примеру, эффективности использования электронного тока или модели зарядового состава струи могли бы существенно повысить точность предсказания характеристик ХД.

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ том 48 № 9 2022

3.3. Проблематика подтверждения ресурсных характеристик ХД

Подтвержденные на орбите ресурсы ХД исчисляются тысячами часов, а потенциально достижимая цифра составляет десятки тысяч часов работы, что актуально для межорбитальных транспортных систем. Для подтверждения ресурса двигателя с продолжительностью работы ~10000 ч в натурных условиях при наземной экспериментальной отработке требуется круглосуточная работа вакуумного стенда в течение примерно двух лет без существенных перерывов. Стоимость проведения подобных испытаний составляет сотни миллионов рублей. Для подтверждения надежности изделий по стандартным методикам [121] требуется многократное повторение таких испытаний. Учитывая вышесказанное, неудивительно, что построение методики проведения ускоренных ресурсных испытаний двигателей данного типа находится в фокусе внимания исследовательских центров, начиная с 1980-х гг.

Создана значительная база по результатам ресурсных испытаний СПД [122-124]. В ходе экспериментальных исследований показано сильное влияние материала стенки на организацию процессов в канале холловского двигателя со стенками из керамического материала, что не позволяет применять замену материала для проведения ускоренных ресурсных испытаний двигателей [125]. Также в ходе исследований показано, что форсирование испытаний по мощности невозможно, поскольку при изменении напряжения либо тока разряда происходят серьезные изменения структуры разряда, которые не позволяют сделать обоснованное заключение о ресурсных характеристиках [126]. В целом можно сделать вывол. что адекватные ускоренные ресурсные испытания двигателей холловского типа при современном уровне знаний возможны только на номинальном режиме работы изделий.

Наиболее результативно применяются полуэмпирические методики ускоренных ресурсных испытаний. В основе полуэмпирических методик ускоренных ресурсных испытаний лежит разработка расчетных моделей, описывающих изменение геометрии разрядной камеры на основе некоторых физических представлений о закономерностях процесса распыления с учетом экспериментальных данных по распылению двигателей конкретной конструкции, функционирующих в конкретных условиях (напряжение разряда, мощность, топология магнитного поля). Безусловно, возможности прогнозирования при этом сильно ограничены, но современный объем имеющихся знаний и опыта не позволяет гарантировать успех в иных условиях.

Существует несколько опубликованных способов предсказания процессов распыления [128]. Тем не менее можно сформулировать общую методологию проведения испытаний следующим образом:

1) экспериментальное измерение скорости износа изоляторов разрядного канала и выходных характеристик двигателя;

 математический прогноз дальнейшего износа изоляторов за некоторый выбранный интервал времени;

3) изготовление изоляторов, имеющих форму, соответствующую сделанному прогнозу и определение выходных характеристик двигателя.

В результате указанных действий определяется прогнозируемый характер изменения выходных характеристик двигателя в процессе выработки ресурса и устанавливается момент времени, в который двигатель перестает удовлетворять требованиям технического задания. В случае необходимости данная процедура может быть циклической.

В качестве примера можно привести результаты ускоренных ресурсных испытаний двигателя КМ-88. Двигатель проходил испытания при номинальной мощности 1650 Вт и напряжении разряда 550 В. Прогноз скорости эрозии стенок разрядного канала, изготовленных из керамики БГП-10, был выполнен на базе измерений исходного профиля и профилей, полученных после 118 и 187 часов работы двигателя. Результат прогноза сравнивался с данными, полученными в результате прямых 1000-часовых испытаний.

На рис. 12 показаны профили стенок, по которым строился прогноз, а также результаты прогноза эрозии на период до 1000 и 5000 ч в сравнении с результатами измерений, проведенных по окончании испытаний.

Численная модель дала несколько заниженную степень износа стенок канала, чем это наблюдалось в ресурсных испытаниях. Учитывая, что период времени, для которого строился прогноз, более чем в 5 раз превышал время наработки, использованное для составления прогноза, в целом результат прогноза можно считать удовлетворительным.

Далее для проверки возможности воспроизведения выходных характеристик двигателя КМ-88 в имитационных испытаниях, были изготовлены керамические кольца разрядного канала, форма которых была близка к форме колец, полученной после окончания ресурсных испытаний. Результаты сравнения удельного импульса и тяги двигателя в имитационной геометрии и в реальных испытаниях показаны соответственно на рис. 13.

Можно отметить, что в имитационных испытаниях была получена такая же тенденция к снижению удельного импульса и тяги, которая наблюдалась в реальных испытаниях. Несколько за-



Рис. 12. Измеренные и спрогнозированные профили наружной (а) и внутренней (б) стенок разрядного канала СПД КМ-88 [119].

вышенные значения выходных параметров в данном случае можно объяснить тем, что в первые часы работы двигатель с новыми стенками, на которых отсутствует напыление, обычно имеет более высокие тяговые характеристики.

В целом подобные полуэмпирические методики позволяют прогнозировать характеристики двигателей и устойчивости их работы при коэффициентах ускорения до 5. Однако существующие методики основаны на измерении эрозии, и остается открытым вопрос о подтверждении ресурса изделий при очень малой скорости эрозии либо ее отсутствии [130, 131].

3.4. Перспективные задачи разработки холловских двигателей

Резюмируя все вышесказанное, можно сформулировать некоторые перспективные задачи и направления будущих исследований в области физики разряда ХД.

В области моделирования разряда ХД наиболее перспективным видится развитие гидродина-



Рис. 13. Изменение удельного импульса (а) и тяги (б) ХД КМ-88 в ходе 1000-часовых ресурсных испытаний и результат имитационных испытаний [119].

мических и гибридных методов расчетов в рамках задачи построения расчетного инструмента, способного с приемлемой точностью предсказывать выходные характеристики ХД (тяга, удельный импульс, тепловые потоки в конструкцию, скорость распыления конструктивных элементов и т.п.) по заданным входным параметрам и геометрии разрядной камеры. Одной из основных проблем на пути решения этой задачи является учет процессов, которые в данной постановке, как уже было описано в предыдущих разделах, невозможно разрешить явно.

В рамках проблемы аномального переноса электронов можно выделить следующие задачи: расчетно-экспериментальное исследование дисперсионных свойств колебаний и волн в условиях неоднородной плазмы с анизотропной ФРЭ; определение механизмов насыщения амплитуды развивающихся неустойчивостей; определение связи между параметрами неустойчивостей и проводимостью электронов в виде, подходящем для встраивания в гидродинамические системы уравнений. Еще одним процессом, который требует отдельного изучения в рамках кинетического подхода является взаимодействие плазмы с поверхностью, в частности, важной задачей являет-

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ том 48 № 9 2022

ся определение связи между параметрами плазмы в основном объеме и параметрами пристеночного слоя. Для адекватного моделирования пристеночного слоя необходимо провести комплекс экспериментальных исследований для определения, в частности, коэффициентов вторичной электронной эмиссии, учета влияния формирующейся микроструктуры поверхности разрядного канала на параметры пристеночного слоя.

Следует также упомянуть вопрос моделирования параметров плазмы ХД в так называемой дальней зоне, т.е. моделирование процессов в разогнанном пучке, который уже покинул разрядный канал двигателя. Данная задача имеет множество практических применений, начиная от вопросов распыления и зарядки элементов конструкции КА плазменным пучком ХД и заканчивая вопросами оценки адекватности наземных испытаний ХЛ на вакуумных стендах натурным условиям эксплуатации. При этом достаточно очевидно, что задачу моделирования параметров плазменного пучка необходимо решать в комплексе с задачей моделирования разряда внутри разрядного канала, так как решение последней дает необходимые исходные данные для решения первой.

В области построения полуэмпирических моделей оценки выходных характеристик ХД в рамках задач инженерного проектирования ХД требуется проведение работ по развитию уже существующих моделей как в плане расширения на более широкий класс конструкций ХД, в частности, на двигатели с "магнитным экранированием", так и в плане дополнения полуэмпирическими моделями зарядового состава ионной струи и эффективности использования электронного тока. Необходимо заметить, построение даже полуэмпирической модели эффективности использования электронного напрямую связано с оценкой сопротивления разрядного промежутка и требует глубокого понимания структуры проводимости электронов в разрядном канале, в этом смысле. данная задача напрямую пересекается с задачами моделирования плазмы разряда канала ХД.

В области предсказания ресурсных характеристик, как уже отмечалось, существует задача построения методик определения ресурса конструкций ХД с крайне малой скоростью износа рабочих поверхностей разрядного канала, к которым, в частности, относятся конструкции с магнитным экранированием.

4. ПРОБЛЕМАТИКА РАЗРАБОТКИ ИОННЫХ ДВИГАТЕЛЕЙ

Как уже отмечалось ранее, ионные двигатели являются устройствами, в которых разделены функция ионизации и функция ускорения ионов. Ионизация осуществляется в ГРК, а ускорение ионов в ИОС. Поэтому чаще всего задачи моделирования разряда в ГРК и моделирования ИОС рассматриваются отдельно. При моделировании разряда свойства ИОС описываются посредством задания граничных условий, описывающих ее эффективную прозрачность для ионов и нейтральных атомов рабочего тела. При моделировании ИОС свойства ГРК учитываются в граничных условиях, задающих плотность и потенциал плазмы, температуру электронов и зарядовый состав ионов в плазме газового разряда. Далее рассмотрим отдельно результаты исследований по этим двум направлениям.

4.1. Проблематика моделирования ГРК ИД

Эффективная ионизация рабочего тела может быть достигнута при помощи нескольких различных методов генерации плазмы. К ним в первую очередь относятся несамостоятельный разряд постоянного тока, ВЧ- и СВЧ-разряды, а также дуговые плазменные разряды. В России в настоящее время наиболее активно развиваются два направления — ионизация в разряде постоянного тока и в ВЧ-разряде.

Одной из широко известных и тщательно проработанных моделей плазмы в ГРК ИД на основе разряда постоянного тока является двухмерная гибридная модель, результаты разработки которой публиковались в работах [132-135] и диссертации [136]. В этой двухмерной модели отдельно моделировались пять компонент: нейтральные атомы, первичные и вторичные электроны, однои двухзарядные ионы. Учитывались следующие параметры: геометрия газоразрядной камеры, магнитное поле, параметры катода, расход рабочего тела и параметры вытягивания ионов эмиссионным электродом. Для осуществления моделирования использовались четыре отдельных расчетных модуля: модуль нейтрального газа, модуль электронных столкновений. модуль ионной диффузии и модуль тепловых электронов. Первичные электроны моделировались как макрочастицы с учетом столкновений, что позволяло отслеживать их траектории. Полученные после расчета траекторий и столкновений первичных электронов распределения частоты ионизации использовались для моделирования динамики ионов. Медленные вторичные электроны моделировались в приближении квазинейтральности. Движение ионов и вторичных электронов описывалось в терминах диффузии вдоль и поперек силовых линий магнитного поля. Были представлены результаты моделирования 30-сантиметровой газоразрядной камеры двигателя NSTAR и проводились сравнения с экспериментальными ланными.

Одной из наиболее полных моделей, существующих в настоящее время, является двухмерная кинетическая модель [137–139]. Динамика плазмы в ГРК ИД моделируется методом частиц в ячейках. Рассматривается пять различных типов частиц: первичные электроны, вторичные электроны, одно- и двухзарядные ионы и нейтралы. Траектории частиц рассчитываются с учетом самосогласованного электрического поля и столкновений, которые моделировались методом Монте-Карло. При этом рассматривается широкий перечень возможных взаимодействий.

В дальнейшем данные работы оказали большое влияние на развитие тематики моделирования плазмы в ГРК ИД методом частиц в ячейках. В частности, в работах [140–143] наследуются многие описанные в прошлом подходы, однако содержатся и оригинальные идеи, которые касаются, например, учета аномальной электронной проводимости, вычислительных методов, моделировании процесса эмиссии первичных электронов с катода в приближении Ричардсона– Дешмана.

Приведенные выше примеры моделей в основном рассматривали газоразрядную камеру ионного двигателя в осесимметричном двухмерном приближении. Также существуют и трехмерные модели. Так, в работе [144] моделируются траектории первичных электронов в трехмерной постановке. Однако даже такая отдельная задача требует значительного объема вычислений.

Другой пример: работа [145], в которой описана трехмерная гибридная модель. Авторам потребовалось разрабатывать отдельные методы сеточных вычислений, чтобы связать кинетический и жидкостный подходы и обеспечить устойчивость численного решения. В дальнейшем отдельные модули этой модели применялись для анализа удержания первичных электронов в кольцевом ионном двигателе [146]. В этом устройстве катод вынужденно расположен не на оси симметрии, что делает задачу принципиально не осесимметричной, и требует трехмерной постановки.

Анализ рассмотренных работ по моделированию разряда постоянного тока в ГРК ИД показывает, что в настоящее время существует ряд нерешенных проблем. Ключевой проблемой, не позволяющей получить надежный расчетный инструмент с достаточной предсказательной способностью, аналогично моделированию ХД, является вопрос аномальной электронной проводимости поперек силовых линий магнитного поля. Алекватное моделирование этого физического процесса возможно только в трехмерных полностью кинетических моделях. Однако для моделирования реальных ИД этим методом потребуются колоссальные вычислительные ресурсы. Тот компромисс, на который идут исследователи, заключается в двухмерной, либо трехмерной магнитогидродинамической постановке задачи. Эти принципиально разные подходы имеют одну общую особенность: величину аномальной электронной проводимости в них необходимо задавать искусственно.

В работе [141] проведен анализ того, как к вопросу выбора величины аномальной электронной проводимости подходят различные авторы, и исследовано влияние данной величины на результаты моделирования. В результате анализа есть основания полагать, что, во-первых, требуемый для совпадения результатов моделирования и эксперимента уровень проводимости будет индивидуальным для каждого отдельного двигателя и его режима работы. А во-вторых, само по себе приближение о том, что во всем объеме ГРК уровень аномальной диффузии одинаков и не зависит от локальных параметров плазмы и магнитного поля, является крайне грубым.

Так или иначе, в тематике моделирования ГРК ИД с разрядом постоянного тока вопрос аномальной проводимости в настоящее время является, вероятно, наиболее актуальным. Хотя кроме него существуют и другие вопросы, в которых не достигнута полная ясность: например, процессы

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ том 48 № 9 2022

эмиссии первичных электронов из катода или взаимодействие плазмы с пристеночными слоями вблизи ионной оптики и других внутренних поверхностей ГРК.

4.2. Проблематика оптимизации ИОС ИД

Для ускорения ионов в ИД используется источник постоянного напряжения, при помощи которого создается разность потенциалов между плазмой ГРК и плазмой окружающего пространства. Для создания направленного потока ионов в торце ГРК располагают несколько сеток, к которым прикладывают разности потенциалов. Отдельные ячейки сеток представляют собой ионно-оптические системы, в которых происходит фокусировка и ускорение элементарных ионных пучков. Сетки ИОС современных ИД представляют собой пластины со множеством круглых отверстий, реже – с набором ллинных тонких шелей. Отверстия в электродах ионно-оптических систем часто называют апертурами по аналогии со световой оптикой, в которой апертурой называется действующее отверстие оптического прибора.

На рис. 5 показан вариант трехэлектродной ИОС, которая состоит из эмиссионного, ускоряющего и замедляющего электродов. Ионы извлекаются из плазмы и ускоряются под действием электрического поля, которое создается между эмиссионным и ускоряющим электродами. Электроны газоразрядной плазмы, приближающиеся к эмиссионному электроду, испытывают отталкивающее воздействие электрического поля и отражаются внутрь плазменного объема. В результате вблизи эмиссионного электрода происходит разделение зарядов и формируется плазменная граница, за пределы которой, в пространство между эмиссионным и ускоряющим электродами, проникают только ионы.

Чтобы на космическом аппарате не накапливался электростатический заряд из-за ухода положительно заряженных ионов, за срезом ИД устанавливается катод-нейтрализатор, испускающий поток электронов, равный по величине току ионов пучка. Электроны нейтрализуют объемный заряд ионного пучка, и в результате за пределами ИОС образуется пучковая плазма. Потенциал этой плазмы близок к потенциалу замедляющего электрода. На ускоряющий электрод подают потенциал, который ниже, чем потенциал замедляющего электрода. При этом в отверстиях ускоряющего электрода создается минимум потенциала, который для электронов пучковой плазмы играет роль потенциального барьера. Если бы этого барьера не существовало, электроны извлекались бы из пучковой плазмы и ускорялись в зазоре между эмиссионным и ускоряющим электродами в направлении ГРК, что привело бы

к неконтролируемому росту тока разряда, большим тепловым потерям и, как следствие, падению КПД. Характер изменения потенциала вдоль оси элементарного ионного пучка показан на рис. 5.

В ИОС, состоящей из двух сеток, замедляющий электрод отсутствует, а минимум потенциала, удерживающий электроны от проникновения в ГРК, образуется за счет разности потенциалов между ускоряющим электродом и пучковой плазмой. Выбор количества сеток зависит от конкретных требований к режимам работы и ресурсным характеристикам двигателя.

При проектировании ИОС необходимо удовлетворить большому количеству различных и порой противоречивых требований. Основные проблемы, которые необходимо решать при создании ИОС, можно разделить на три основные категории: обеспечение высоких параметров эффективности, таких как цена иона и коэффициент использования рабочего тела; обеспечение ресурса, который ограничен, как правило, эрозией электродов, происходящей в результате ионного распыления; обеспечение механической прочности, необходимой для сохранения целостности электродов при транспортировке и воздействии стартовых вибраций.

В оптимизированной ИОС должна быть обеспечена максимальная прозрачность эмиссионного электрода для ионов. Ионы, которые попадают на перемычки между апертурами эмиссионного электрода, нейтрализуются на его поверхности и возвращаются в ГРК в виде атомов. На повторную ионизацию этих атомов необходимы дополнительные затраты энергии. Чем выше прозрачность ИОС для ионов, тем меньше затраты энергии на повторную ионизацию нейтрализованных атомов, ниже цена иона и соответственно выше КПД двигателя. Прозрачность ИОС для ионов не совпадает с геометрической прозрачностью эмиссионного электрода. Она зависит от соотношения тока ионов и приложенного между сетками напряжения, от толщины эмиссионного электрода, от разности потенциалов между эмиссионным электродом и плазмой ГРК и некоторых других параметров. Точный расчет прозрачности ИОС для ионов может быть выполнен численными метолами.

Ионно-оптическая система в целом должна обладать минимально возможной прозрачностью для потока нейтральных атомов. Рабочее тело в ГРК ионизируется не полностью. Часть атомов, не испытавших ионизации, покидает ГРК, проходя через сетки ИОС. Эти потери рабочего тела ведут к снижению средней скорости истечения реактивной струи, так как нейтральные атомы движутся с тепловой скоростью, которая намного меньше скорости ионов. Обеспечение низкой прозрачности ИОС для потока нейтральных атомов достигается путем снижения прозрачности ускоряющего электрода за счет уменьшения диаметра его апертур. В результате часть нейтральных атомов, прошедших через апертуры эмиссионного электрода, после соударения с ускоряющим электродом возвращается назад в ГРК.

Ионно-оптическая система должна обеспечивать эффективное удержание электронов пучковой плазмы от проникновения в зазор между эмиссионным и ускоряющим электродами и последующего ускорения в направлении ГРК. При заданном потенциале ускоряющего электрода высота потенциального барьера, удерживающего электроны, возрастает при уменьшении диаметра апертур в этом электроде и при увеличении его толщины. Поэтому диаметр апертур в ускоряющем электроде стремятся снизить, а его толщину увеличить настолько, насколько это позволяют возможности фокусировки элементарных ионных пучков. Увеличить высоту потенциального барьера для электронов пучковой плазмы можно также путем снижения потенциала ускоряющего электрода, но это ведет к ухудшению ресурсных характеристик ИОС.

Основным фактором, определяющим ресурс ИОС является ионное распыление сеток потоками вторичных ионов. Вторичные ионы образуются в результате столкновений ускоряемых ионов с атомами рабочего тела. При этих столкновениях может происходить упругое рассеяние ионов, а также резонансная перезарядка. При столкновениях резонансной перезарядки ион и атом обмениваются электроном, и из быстро движущегося иона образуется быстрый нейтральный атом, а из атома - медленный ион, имеющий начальную скорость, сравнимую с тепловой скоростью исходного атома. В результате столкновений всех этих типов формируются потоки ионов и быстрых нейтральных частиц, которые при попадании на электроды ИОС выбивают с их поверхности атомы, что приводит к эрозии электродов.

Наиболее значительный вклад в процесс распыления вносят ионы, образующиеся в результате столкновений перезарядки. Эти ионы, имея очень малую начальную скорость, движутся в направлении ускоряющего электрода, находящегося под отрицательным потенциалом. Коэффициент ионного распыления при энергиях ионов, характерных для ИОС современных ИД, возрастает с увеличением энергии. Чем больше абсолютное значение потенциала ускоряющего электрода, тем выше энергия перезарядившихся ионов, падающих на этот электрод, и тем интенсивнее идет процесс его распыления. Если при проектировании ИОС необходимо обеспечить высокие ресурсные характеристики, абсолютное значение потенциала ускоряющего электрода стремятся

сделать как можно меньше, а эффективную отсечку электронов пучковой плазмы обеспечить по возможности за счет увеличения толщины электрода и уменьшения диаметра его апертур.

Одним из основных способов обеспечения высоких ресурсных характеристик ИОС является использование материалов, обладающих низким коэффициентом объемного распыления. В течение долгого времени молибден и титан были наиболее употребительными материалами для изготовления электродов. Эти металлы обладают более низкой по сравнению со многими другими металлами скоростью ионного распыления, поддаются химическому травлению, посредством которого в них можно создавать массивы отверстий, обладают хорошими тепловыми и прочностными характеристиками. В настоящее время в связи с появлением задач, требующих от ионных двигателей повышенного ресурса, для изготовления электродов все шире используются пиролитический графит или композиты на основе графита. Это обусловлено тем, что графит обладает более высокой стойкостью к ионному распылению, чем большинство тугоплавких металлов. Объемная скорость распыления большинства углеродных материалов ионами ксенона с энергиями порядка нескольких сотен электронвольт в 7-8 раз меньше, чем у молибдена, и в 5 раз меньше, чем у титана [147, 148].

Одним из недостатков электродов, изготовленных из углеродных материалов, является более низкая по сравнению с металлическими электродами стойкость к вибрационным механическим нагрузкам. Среди материалов на основе углерода наибольшей механической стойкостью обладают углерод-углеродные композиционные материалы. Их механическая прочность обеспечивается армирующим наполнителем в виде углеродных нитей, заключенных в матрицу из пиролитического углерода. Однако в эмиссионных электродах с круглыми апертурами, расположенными в узлах гексагональной решетки, почти все армирующие волокна оказываются перерезанными, что приводит к снижению механической прочности сеток. Наиболее остро эта проблема проявляется при изготовлении ИОС большой площади для ионных лвигателей высокой мошности.

В качестве основной альтернативы круглым апертурам чаще всего рассматриваются апертуры в форме щелей, вытянутых в направлении расположения углеродных волокон [150]. Достоинством щелевых ИОС являются повышенная прозрачность для ионов и меньшая угловая расходимость потока ионов в направлении ориентации щелей. Это позволяет повысить тягу двигателя и улучшить возможности интеграции двигателя с космическим аппаратом. Основным недостатком щелевых ИОС является более узкий диапазон ра-

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ том 48 № 9 2022

бочих значений первеанса по сравнению с традиционными ИОС с гексагональным расположением круглых апертур. Расчеты показывают, что в ИОС с круглыми апертурами минимальный первеанс может быть в десятки раз меньше максимального и даже быть равным нулю. Для щелевых апертур минимальный первеанс во всех практически важных конфигурациях отличен от нуля и может быть меньше максимального только в двачетыре раза [151]. Причина такого различия состоит в том, что щелевые апертуры являются более "открытыми" для проникновения электрического поля, и в них плазменная граница намного более чувствительна к изменению первеанса, чем в круглых апертурах. Сравнительно узкий диапазон рабочих значений первеанса шелевых ИОС не позволяет использовать их в ионных двигателях с большим перепадом плотности плазмы по радиусу ГРК, а также в тех случаях, когда требуется обеспечить работу двигателя в режимах форсирования или дросселирования мощности.

Проблема создания механически прочных углеродных электродов для ИД высокой мощности была решена в АО ГНЦ "Центр Келдыша" путем применения ИОС нового типа с апертурами в форме квадратов со скругленными углами [153]. Такие электроды изготавливаются из УУКМ, в которых волокна ориентированы друг к другу под углом 90°, и наличие неперерезанных волокон обеспечивается за счет расположения апертур в узлах прямоугольной решетки (рис. 14). Геометрия апертур была оптимизирована при помощи программного комплекса "IOS-3D", разработанного в АО ГНЦ "Центр Келдыша" и предназначенного для моделирования электронно- и ионно-оптических систем в трехмерных областях с произвольной формой граничных поверхностей [154]. На рис. 14 показаны фрагменты электродов с квадратными апертурами. В результате оптимизации были достигнуты параметры ИОС с таким же, как у традиционной ИОС с круглыми апертурами, широким диапазоном рабочих значений первеанса. Другие функциональные параметры новой ИОС, такие как эффективная прозрачность для ионов, газодинамическая прозрачность для атомов неионизированного рабочего тела и высота потенциального барьера для электронов пучковой плазмы также были близки к параметрам традиционных ИОС.

4.3. Прогнозирование интегральных характеристик ИД

Эффективность работы ИД характеризуют величиной КПД, которую приближенно можно представить в виде

$$\eta \approx \eta_m \eta_\theta^2 \frac{1}{1 + C_i / U_{pl}},$$



Рис. 14. Волокна в УУКМ-электродах ИОС с круглыми и квадратными апертурами (а) и фрагменты электродов с квадратными апертурами (б).

где η_m — коэффициент использования рабочего тела; η₀ – потери тяги, связанные с угловой расходимостью ионного пучка и наличием многозарядных ионов, C_i – цена иона, равная отношению мощности разряда в ГРК к току ионного пучка, U_{nl} – разность потенциалов между плазмой ГРК и плазмой ускоренного пучка. Потери тяги, определяемые коэффициентом η_{θ} , обычно не превышают нескольких процентов. Характерные значения цены иона зависят от типа разряда в ГРК и мощности двигателя. Так, при работе на ксеноне у двигателей мощностью до 1 кВт с разрядом постоянного тока и СВЧ-разрядом цена иона находится в диапазоне 200-300 Вт/А. При мощности свыше 5 кВт у двигателей этих типов цена иона составляет 120-200 Вт. У двигателей с ионизацией в ВЧ-разряде цена иона несколько выше. Коэффициент использования рабочего тела у ИД малой мощности составляет около 0.75-0.85, при средней и высокой мощности величина η_{*m*} может доходить до 0.90−0.95. У мощных ионных двигателей, когда значения η_m и η_{θ} приближаются к единице, КПД определяется, главным образом, энергией ионов, т.е. по сути, удельным импульсом тяги.

Энергия ионов на выходе из двигателя с точностью до нескольких десятков электронвольт численно равна потенциалу эмиссионного электрода



Рис. 15. Зависимость удельного импульса от потенциала эмиссионного электрода.

V_s, поэтому удельный импульс ИД можно приближенно записать в виде

$$I_{sp} \approx \frac{\eta_m \eta_\theta}{g} \sqrt{\frac{2eV_s}{M}}$$

При характерных для современных ИД значениях $\eta_m = 0.87$ и $\eta_{\theta} = 0.95$ для различных инертных газов эта зависимость имеет вид, показанный на рис. 15. Можно отметить, что величину удельного импульса на уровне 4000–5000 с при использовании ксенона можно получить в ИД при сравнительно невысоком потенциале эмиссионного электрода порядка 1.5–2.5 кВ.

Массогабаритные характеристики ИД зависят от комплекса факторов, наиболее важными из которых являются требуемые значения удельного импульса, мощности и ресурса, а также стойкость материала электродов ионно-оптической системы к ионному распылению. При выбранной энергии ионов и заданной мощности размер двигателя определяется максимальной плотностью тока, которую можно извлечь из газоразрядной камеры. Эта величина ограничена, во-первых, минимальным зазором между сетками эмиссионного и ускоряющего электродов, при котором не возникают высоковольтные пробои, и, во-вторых, ресурсом двигателя.

Средняя плотность ионного тока определяется законом "трёх вторых", который для традиционной конфигурации ИОС можно представить в виде

$$j_b \approx 5.6 \times 10^{-10} \frac{E^2}{\sqrt{V_a}},$$

где j_b – средняя по миделю ИОС плотность тока, V_a – ускоряющая разность потенциалов, E – напряженность электрического поля в зазоре (все величины заданы в системе СИ). Максимальная



Рис. 16. Зависимость минимального диаметра ИОС от мощности и удельного импульса ИД.

допустимая напряженность поля в ускоряющем зазоре зависит от многих параметров, таких, как материал электродов, количество и мощность произошедших пробоев [33]. После высоковольтной тренировки пороговая напряженность электрического поля для электродов из углерод-углеродных композитов и пиролитического графита составляет 3.5-4.0 кВ/мм. Для надежной работы ИОС максимальную напряженность обычно ограничивают величиной порядка 2.0-2.5 кВ/мм. Если для оценок использовать предельное значение напряженности $E = 2 \times 10^6$ В/мм, то, исходя из предельной плотности ионного тока, зависимость диаметра ИОС от мощности струи имеет вид

$$D \approx 0.25 \sqrt{\frac{N_b}{I_{sp}}}.$$

Эта зависимость показана на рис. 16.

Приведенные соотношения являются оценкой сверху, так как существует сильная зависимость ресурса ИОС от плотности тока пучка. Основным фактором, ограничивающим ресурс ИОС, является ионное распыление ускоряющего электрода вторичными ионами, образующимися в области ускорения и нейтрализации ионного пучка. Оценки дают следующую зависимость ресурса от плотности тока и свойств материала, из которого изготовлен ускоряющий электрод:

$$T \approx \frac{\rho_a}{j^2 Y M_a},$$

где j – плотность ионного тока; Y – коэффициент объемного распыления материала, из которого сделан ускоряющий электрод; M_a и ρ_a – атомная масса и плотность материала электрода. Если

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ том 48 № 9 2022

принять в качестве базовой точки параметры ионно-оптической системы двигателя NSTAR [155], прошедшего 30000 часовые ресурсные испытания, можно получить оценку зависимости диаметра ИОС с графитовыми электродами от ресурса в виде

$$D \geq \begin{cases} 0.25 \sqrt{N_b/I_{sp}}, & \text{если} \quad T < 60\,000, \\ 0.016 T^{1/4} \sqrt{N_b/I_{sp}}, & \text{если} \quad T > 60\,000, \end{cases}$$

где диаметр D выражен в м, мощность N в Вт, ресурс T в ч. Если требуемый ресурс не превышает 60 тысяч часов, минимальный диаметр графитовой ИОС определяется условием обеспечения стойкости к высоковольтным пробоям. При необходимости обеспечения более длительного функционирования необходимо снижать среднюю плотность тока пучка.

В процессе выработки ресурса происходит увеличение апертур сеток, что приводит к росту их газодинамической прозрачности, снижению коэффициента использования рабочего тела и соответствующему падению удельного импульса и КПД двигателя. Поэтому, если условием выработки ресурса является выход параметров эффективности за пределы, определенные техническим заданием, необходимо выполнять оценку скорости их снижения по мере роста апертур. Оценки, выполненные в АО ГНЦ "Центр Келдыша", показали, что зависимость коэффициента использования рабочего тела от газодинамической прозрачности ИОС (τ_n) определяется соотношением

$$\eta = \frac{1}{1 + (1 - p)\tau_n/(\beta p)},$$

где p — вероятность того, что атом рабочего тела будет ионизован в ГРК за время между двумя его сближениями с поверхностью ИОС; В – вероятность того, что ион, образовавшийся в ГРК, попадет в пучок, а не будет нейтрализован при соударении со стенкой. Отношение $(1 - p)/\beta p$ зависит от эффективности ионизации рабочего тела в ГРК и не связано с параметрами ИОС. На рис. 17 приведены результаты зависимости коэффициента газовой эффективности от газодинамической прозрачности ИОС при различных значениях коэффициента $(1 - p)/\beta p$. Расчет этого коэффициента представляет собой сложную задачу и может быть выполнен только путем численного моделирования газового разряда в ГРК. Однако этот коэффициент может быть рассчитан на основе экспериментальных результатов испытаний двигателя. В этом случае графики, приведенные на рис. 17 позволяют спрогнозировать динамику снижения коэффициента использования рабочего тела в результате эрозии электродов по вычисленной скорости увеличения газодинамической прозрачности ИОС.



Рис. 17. Коэффициент газовой эффективности как функция газодинамической прозрачности ИОС.

4.4. Проблематика подтверждения ресурсных характеристик ИД

Как отмечалось выше, наиболее критичным элементом ИОС и двигателя в целом с точки зрения обеспечения длительного ресурса является ускоряющий электрод, а основным ограничивающим ресурс процессом — его распыление. Можно выделить два основных проявления эрозии ускоряющего электрода — увеличение диаметра апертур и образование углублений на поверхности, обращенной к пучковой плазме.

Увеличение диаметра апертур ускоряющего электрода (апертурная эрозия) происходит в результате его бомбардировки вторичными ионами, образовавшимися в зоне ускорения. Это приводит к снижению абсолютного значения потенциала на оси апертуры. Начиная с некоторого значения потенциала, он становится недостаточным для удержания электронов пучковой плазмы, и они начинают попадать в ГРК, снижая КПД двигателя и разогревая ГРК. Наиболее сильно апертурная эрозия проявляется в областях ИОС с более высокой плотностью ионного тока. После достижения критического размера апертур, когда при номинальной мощности возникает поток электронов в ГРК, двигатель способен нормально функционировать только на режимах с пониженной мощностью.

Образование углублений на поверхности ускоряющего электрода, обращенной в сторону пучковой плазмы (поверхностная эрозия), происходит, главным образом, в результате бомбардировки ионами из пучковой плазмы. Поверхностная эрозия не влияет на работоспособность двигателя до момента образования сквозных отверстий в ускоряющем электроде. После образования сквозных отверстий может произойти отделение от электрода металлического осколка, который может попасть в межэлектродный зазор и замкнуть его. Кроме этого, при образовании в электроде достаточно больших сквозных отверстий может произойти его механическое разрушение.

Проблемы, с которыми сталкиваются разработчики ИД, в настоящее время в значительной степени связаны с организацией длительных ресурсных испытаний и подтверждением соответствия результатов наземных испытаний параметрам, которые могут быть получены при эксплуатации двигателя в космосе. На основании анализа длительных испытаний зарубежных ИД можно заключить, что в большинстве случаев наиболее критичной для работоспособности двигателя является апертурная эрозия. Тем не менее поверхностную эрозию также необходимо учитывать, особенно применительно к наземной отработке двигателя, так как скорость образования вторичных ионов зависит от давления нейтрального газа. Испытания двигателя при повышенном давлении сопровождаются повышенной эрозией ускоряющего электрода. С другой стороны, наличие вблизи двигателя стенок вакуумной камеры приводит к обратному эффекту из-за обратного потока атомов распыленного вещества. Например, численное моделирование, воспроизводящее ресурсные испытания двигателя NEXT, показало, что скорость эрозии ускоряющего электрода при работе в вакуумной камере примерно на 30% меньше, чем при работе в космосе в отсутствие близко расположенных стенок, из-за осаждения на электрод материала мишени, распыленного ионным пучком [156]. Этот эффект, если его не учитывать, может ложно завысить оценку ресурса двигателя и создать значительный риск для реализации космической миссии.

Другой проблемой, как и для ХД, является подтверждение надежности. Причины различных произошедших отказов изучены еще не до конца [157], а вероятность их возникновения трудно исследовать, не проводя крайне длительные и дорогостоящие испытания.

Проведение прямых ресурсных испытаний является в настоящее время общепринятой практикой при разработке ИД. Также в качестве дополнительного или самостоятельного способа прогноза ресурса ИОС используется компьютерное моделирование эрозии ускоряющего электрода. Практически у всех разработчиков ИД существуют собственные программы для проведения подобных расчетов. Методика укороченных испытаний ИД может быть построена на комбинации эрозионных испытаний и компьютерного моделирования узла ионно-оптической системы. При моделировании ИОС решаются следующие основные задачи: расчет распределения потенциала, формы и положения плазменной границы и траекторий первичных ионов; моделирование потока нейтральных атомов; моделирование столкновений ионов с атомами рабочего тела; расчет потоков рассеянных и вторичных ионов; расчет скорости ионного распыления электродов. В настоящее время компьютерное моделирование ИОС позволяет с хорошей точностью предсказывать как режимы работы узла ИОС, так и скорость распыления ускоряющего электрода. Основной проблемой при прогнозировании эрозии является неопределенность величины потока вторичных ионов из пучковой плазмы. Эта величина зависит от многих факторов, таких как геометрия и режим работы ИОС, газовая эффективность двигателя, давление в вакуумной камере, и не может быть определена при моделировании процессов только в узле ИОС. Вместе с тем она оказывает определяющее влияние на скорость поверхностной эрозии и может оказывать некоторое влияние на скорость апертурной эрозии. Поэтому для точного прогноза эрозии ускоряющего электрода необходимо произвести "калибровку" расчетной модели по реальному распределению потока вторичных ионов из пучковой плазмы. Одним из возможных способов "калибровки" может являться проведение испытаний с применением диагностических многослойных контрастных покрытий тыльной стороны ускоряющего электрода [158].

4.5. Перспективные задачи разработки ионных двигателей

Подводя итог, можно выделить следующие основные направления исследований и перспективные задачи разработки ионных двигателей.

В части моделирования ГРК ИД с разрядом постоянного тока проблематика моделирования созвучна проблематике ХД, включая аномальный дрейф электронов и пристеночные процессы. Другой проблемой моделирования ГРК с несамостоятельным разрядом постоянного тока, общей для всех типов магнитной системы, является воспроизведение работы катода. В современных ИД используются полые катоды с прокачкой рабочего тела вдоль поверхности электронного эмиттера. Описание плазменных процессов в этих катодах представляет собой отдельную нетривиальную задачу, и исследования в этом направлении нельзя считать завершенными.

В ионных двигателях малой мощности остается актуальной проблема разработки компактных полых катодов, служащих для компенсации заряда, уносимого ускоренными ионами. Перспективным направлением современных исследований является концепция безкатодных ионных двигателей [159]. В отличие от традиционных ИД, в этой схеме вместо постоянного напряжения на эмиссионный электрод подается высокочастотное напряжение. Это позволяет получить непрерывный ионный пучок, нейтрализуемый электронами, которые покидают двигатель за короткие промежутки времени радиочастотного цикла. Отсутствие катода-нейтрализатора открывает широкие возможности для миниатюризации, так как высокочастотная мощность может быть использована как для генерации, так и для ускорения ионов, что позволит интегрировать систему питания и управления в едином компактном модуле.

Качество моделирования и уровень разработки ионно-оптических систем в настоящее время находятся на очень высоком уровне благодаря тому, что в этом узле нет плазмы. Для моделирования ускорения и фокусировки униполярного ионного потока существуют хорошо отлаженные алгоритмы, и расчет ИОС в двумерном и трехмерном приближениях представляет собой рутинную инженерную задачу. Наиболее актуальной задачей при разработке ИОС в настоящее время является экспериментальное подтверждение заданных ресурсных характеристик, так как условия испытаний в лабораторных вакуумных установках и условия работы в космосе имеют существенные различия. В наземных установках остаточное давление газа на несколько порядков выше, чем в космосе. Кроме того, на параметры плазменного окружения работающего двигателя оказывают влияние близко расположенные стенки вакуумной камеры, с которых идет поток распыленного вещества. Присутствие заземленных металлических стенок приводит также к изменению пространственного распределения потенциала пучковой плазмы, концентрации и температуры электронов. В результате изменяется характер процессов рассеяния, и резонансной перезарядки ионов, что приводит к искажению картины эрозии электродов и ставит под вопрос достоверность результатов ресурсных испытаний, причем общепризнанных методик оценки данного влияния в настоящее время не существует. Актуальным направлением современных исследований является создание численных моделей плазменной струи ЭРД с учетом различия граничных условий в вакуумной установке и в космосе, а также верификация моделей в реальных космических условиях.

5. ВЫВОДЫ

Доминирующими типами ЭРД в мировой практике на данный момент являются холловские и ионные двигатели. В последние годы стали использоваться двигатели электроструйного типа (FEEP и коллоидные двигатели) применительно к космическим аппаратам микро- и наноклассов.

Одной из основных проблематик применительно как к холловским, так и к ионным двигателям является вопрос создания расчетного инструмента, который позволил бы в процессе модели-

рования динамики плазмы получать выходные характеристики двигателя при заданных входных параметрах и геометрии изделия, не прибегая к длительным дорогостоящим испытаниям. Безусловно, было бы возможно решить эту задачу при помощи трехмерного численного моделирования полноразмерных двигателей с использованием кинетических полхолов, олнако, современные вычислительные мощности не позволяют этого сделать. Наиболее перспективным представляется дальнейшее развитие и усовершенствование менее требовательных к вычислительным ресурсам гидродинамических, или гибридных подходов в упрощенной, например, двухмерной постановке, дополненных приближенным учетом явлений, которые при данных подходах не могут быть смоделированы явно. К таким явлениям можно отнести аномальную проводимость, диффузию электронов поперек магнитного поля и взаимодействие плазмы с поверхностью. Разработка подходов к описанию подобных явлений в виде, пригодном для встраивания в расчетные инструменты, является одной из принципиальных задач физики плазмы в области ЭРД.

Помимо вопросов, касающихся динамики плазмы внутри разрядной камеры двигателей, необходимо отметить вопрос изучения взаимодействия плазменного пучка, покинувшего двигатель, и вакуумной камеры. Остаточная атмосфера в камере и продукты распыления стенок оказывают заметное влияние как на эрозию конструктивных элементов двигателя, так и на сам процесс горения разряда. Нейтрализация пучка происходит, как правило, на стенках вакуумной камеры, которая при этом является неотъемлемой частью электрического контура двигателя и искажает распределение электрического потенциала в объеме вокруг двигателя. Изучение вопроса взаимодействия вакуумной камеры и плазмы двигателя является крайне важным в контексте оценки адекватности наземных испытаний натурным условиям эксплуатации.

В силу отсутствия надежных расчетных инструментов современное проектирование ведется в основном на базе оценок, получаемых при помощи полуэмпирических методик. Некоторые из них, например, методика расчета ионно-оптической системы ионных двигателей, хорошо отработаны и проектирование при их помощи представляет собой сугубо инженерную задачу. Другие, такие как методика масштабирования ХД, или методика оценки ресурса, обладают меньшей предсказательной способностью, а их доработка является перспективным предметом будущих исследований.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. *Khrabrov V.A.* // Proc. 30th Int. Electric Propulsion Conf., Florence, Italy, 2007, IEPC-2007-109.
- 2. *Морозов А.И.* Физические основы космических электрореактивных двигателей. М.: Атомиздат, 1978.
- 3. *Гришин С.Д., Лесков Л.В., Козлов Н.П.* Плазменные ускорители. М.: Машиностроение, 1984.
- Gorshkov O.A., Shutov V.N., Kozubsky K.N., Ostrovsky V.G., Obukhov V.A. // Proc. 30th Int. Electric Propulsion Conf., Florence, 2007, IEPC-2007-136.
- 5. Lev D.R., Emsellem G.D., Hallock A.K. The Rise of the Electric Age for Satellite Propulsion. New Space. 2017.
- Козубский К.Н., Мурашко В.М., Рылов Ю.П., Трифонов Ю.В., Ходненко В.П., Ким В., Попов Г.А., Обухов В.А. // Физика плазмы. 2003. Т. 29. С. 277.
- Lev D., Myers R.M., Lemmer K.M., Kolbeck J., Koizumi H., Polzin K. // Acta Astronautica. 2019. V. 159. P. 213. https://doi.org/10.1016/j.actaastro.2019.03.058
- Бетанов В.В., Волков С.А., Данилин Н.С., Потюпкин А.Ю., Селиванов А.С., Тимофеев Ю.А. // Ракетнокосмическое приборостроение и информацион-
- ные системы. 2019. Т. 6. С. 57. 9. https://www.ucsusa.org/resources/satellite-database (доступ 03.03.2022).
- Горшков О.А., Муравлев В.А., Шагайда А.А. Холловские и ионные двигатели для космических аппаратов. М.: Машиностроение, 2008.
- State-of-the-Art Small Spacecraft Technology. Small Spacecraft Systems Virtual Institute. NASA.TP-20210021263.
- 12. https://www.nasa.gov/smallsat-institute/sst-soa (доступ 03.03.2022).
- Smith R.D., Aadland R.S., Robert C.R., Lichtin D.A. // Proc. 25th Int. Electric Propulsion Conf., Cleveland, 1997, IEPC-1997-082.
- 14. Коротеев А.С., Уткин Ю.А. // Полет. 2002. № 3. С. 2.
- Herdrich G., Bauder U., Boxberger A., Eichhorn C., Lau M., Pfeiffer M., Stindl T., Syring C., Wollenhaupt B., Roser H., Fasoulas S., Petkow D., Schonherr T., Komurasaki K. // Proc. 32nd Int. Electric Propulsion Conf., Wiesbaden, 2011, IEPC-2011-134.
- Коротеев А.С., Ошев Ю.А., Попов С.А., Каревский А.В., Солодухин А.Е., Захаренков Л.Э., Семенкин А.В. // Известия РАН. Энергетика. 2015. № 5. С. 45.
- Антропов Н.Н., Богатый А.В., Дьяконов Г.А., Любинская Н.В., Попов Г.А., Семенихин С.А., Тютин В.К., Хрусталев М.М., Яковлев В.Н. // Вестник ФГУП "НПО им. С.А. Лавочкина". 2011. № 5. С. 30.
- LeDuc J., Bromaghim D., Petersen T., Pencil E., Arrington L., Hoskins W., Meckel N., Cassady R. // Aerospace Research Central. 2012. https://doi.org/10.2514/6.1997-2779
- Killinger R., Gray H., Kukies R., Surauer M., Saccoccia G., Tomasetto A., Dunster R. // Proc. 28th Int. Electric Propulsion Conf., Toulouse, 2003, IEPC-2003-096.
- 20. *Kuninaka H. //* Proc. 32nd Int. Electric Propulsion Conf., Wiesbaden, 2011, IEPC-2011-328.

- Nishiyama K., Nosoda S., Ueno K., Tsukizaki R., Kuninaka H. // Proc. 34th Int. Electric Propulsion Conf., Kobe, 2015, IEPC-2015-333.
- 22. Garner C.E., Rayman M.D. // Proc. 34th Int. Electric Propulsion Conf., Kobe, 2015, IEPC-2015-88.
- Steiger C., Montagnon E., Budnik F., Manganelli S., Altay A., Striedter F., Gray H.L., Bolter J., Wallace N., Sutherland O. // Proc. 36th Int. Electric Propulsion Conf., 2019, Vienna, IEPC-2019-305.
- 24. Kantsiper B. // IEEE Aerospace Conference, USA, 2017. https://doi.org/10/1109/AERO.2017.7943736
- Ловцов А.С., Селиванов М.Ю., Томилин Д.А., Шагайда А.А., Шашков А.С. // Известия РАН. Энергетика. 2020. № 2. С. 3.
- Tighe W.G., Chien K.-R., Solis Z., Spears R. // Proc. 32nd Int. Electric Propulsion Conf., 2009, Ann Arbor, IEPC-2009-161.
- Blott R., Wallace N., Simpson H., Hutchins M. // Proc. Int. Astronautical Congress, 2006, Valencia, IAC-06-C4.4.05.
- Killinger R., Bassner H., Kukies R., Leiter H. // Proc. 27th Int. Electric Propulsion Conf., 2001, Pasadena, IEPC-2001-082.
- Kuninaka H., Nishiyama K., Shimizu Y., Toki K. // Proc. 40th AIAA/ASME/ SAE/ASEE Joint Propulsion Conf. and Exhibit, 2004, Illinois, AIAA-2004-3438.
- Sengupta A., Brophy J.R., Goodfellow K.D. // Proc. 39th AIAA/ASME/SAE/ ASEE Joint Propulsion Conf. and Exhibit, 2003, Huntsville, AIAA-2003-4558.
- Shastry R., Herman D.A., Soulas G.C., Patterson M.J. // Proc. 33rd Int. Electric Propulsion Conf., 2013, Washington D.C., IEPC-2013-121.
- 32. Сайт компании ENPULSION: www.enpulsion.com (доступ 04.03.2022).
- Goebel D.M., Katz I. Fundamentals of Electric Propulsion. Ion and Hall Thrusters. JPL Space Science and Technology Ser., 2008.
- Сайт компании Busec: www.busec.com/bht200 (доступ 04.03.2022).
- Levchenko I., Xu S., Mazouffre S., Lev D., Pedrini D., Goebel D., Garrigues L., Taccogna F., Bazaka K. // Phys. Plasmas. 2020. V. 27. P. 020601. https://doi.org/10.1063/1.5109141
- Vorontsov V.V., Kostin A.N., Lovtsov A.S., Volkov D.V., Ermoshkin Y.M., Yakimov E.N., Gorshkov O.A., Ostapushchenko A.A., Udalov D.V., Arkhipov Y.S., Buldashev S.A. // Procedia Engineering. 2017. V. 185. P. 319.
- Mitrofanova O., Saevets P., Gnizdor R., Pridannikov S., Zhasan V., Koryakin A. // Proc. Space Propulsion Conf., 2008, Seville, SP2018-448.
- De Grys K., Mathers A., Welander B., Khayms V. // Proc. 46th AIAA/ ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference and Exhibit, 2010, Nashville, AIAA-2010-6698.
- Lovtsov A.S., Tomilin D.A., Muravlev V.A. // Proc. Int. Astronautical Congress, 2017, Adelaide, IAC-17.C4.4.4.
- 40. http://www.safran-aircraft-engines.com/file/down-load/fiche_pps1350-g_ang_2011.pdf.

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ том 48 № 9 2022

- Mathers A., De Grys K. H., Paisley J. // 31st Internat. Electric Propulsion Conf., IEPC-2009-144, Ann Arbor, MI, Sept. 20–24, 2009.
- 42. Glogowski M.J., Anderson J.D., Herbert G.A., Kodys A.D., Llorens W.A. // Proc. 36th Int. Electric Propulsion Conf., 2019, Vienna, IEPC-2019-753.
- Cassady R.J., Kokan T., Joyner-II C., Horton J., Jackson J. // Proc. 36th Int. Electric Propulsion Conf., 2019, Vienna, IEPC-2019-711.
- 44. Коротеев А.С. // Вестник РАН. 2021. Т. 91. С. 1041.
- Jackson J., Allen M., Myers R., Soendker E., Welander B., Tolentino A., Hablitzel S., Yeatts C., Xu S., Sheehan C., Cardin J., Snyder J.S., Hofer R.R., Tofil T., Herman D. // Proc. 35th Int. Electric Propulsion Conf., 2017, Atlanta, IEPC-2017-223.
- 46. *Randolph T.M., Polk J.E.* // Proc. 40th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conf. & Exhibit, 2004, Fort Lauderdale, AIAA 2004-3450.
- 47. Koroteev A.S., Lovtsov A.S., Muravlev V.A., Selivanov M.Y., Shagayda A.A. // European Phys. J. D. 2017. V. 71. P. 120. https://doi.org/10.1140/epjd/e2017-70644-6
- Shark S.W.H., Hall S.J., Jorns B.A., Hofer R.R., Goebel D.M. // AIAA Propulsion and Energy Forum. 2019. Indianapolis. https://doi.org/10.2514/6.2019-3809
- 49. Longmier B.W., Squire J.P., Cassady L.D., Ballenger M.G., Carter M.D., Olsen C., Ilin A.V., Glover T.W., McCaskill G.E., Chang Díaz F.R., Bering E.A., Del Valle J. // Proc. 32nd Int. Electric Propulsion Conf., 2011, Wiesbaden, IEPC-2011-156.
- Duchemin O.B., Rabin J., Balika L., Diome M., Vuglec D., Cavelan X., Leroi V. // Joint Propulsion Conf. 2018.

https://doi.org/10.2514/6.2018-4420

- Piragino A., Leporini A., Giannetti V., Pedrini D., Rossodivita A., Andreussi T., Andrenucci M. // IEPC-2017-381, 35th Internat. Electric Propulsion Conf., Atlanta, USA, October 8–12, 2017.
- 52. Manzella D., Jankovsky R., Hofer R. // 38th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conf. & Exhibit 07–10 July 2002 Indianapolis, Indiana, https://doi.org/10.2514/6.2002-3676.
- Barral S., Makowski K., Peradzynski Z., Gascon N., Dudeck M. // Phys. Plasmas. 2003. V. 10. P. 4137. https://doi.org/10.1063/1.16118 81
- 54. Hara K., Boyd I.D., Kolobov V.I. // Phys. Plasmas. 2012. V. 19. P. 113508. https://doi.org/10.1063/1.47684 30
- Shashkov A., Lovtsov A., Tomilin D. // Phys. Plasmas. 2017. V. 24. P. 043501.
- 56. Keidar M., Boyd I.D., Beilis I.I. // Phys. Plasmas. 2001. V. 8. P. 5315. https://doi.org/10.1063/1.14213 70
- Ahedo E. // Phys. Plasmas. 2002. V. 9. P. 4340. https://doi.org/10.1063/1.15037 98
- Lafleur T., Baalrud S.D., Chabert P. // Phys. Plasmas. 2016. V. 23. P. 053502. https://doi.org/10.1063/1.49484 95

- 59. Katz I., Chaplin H., Lopez Ortega A. // Phys. Plasmas. 2018. V. 25. P. 123504. https://doi.org/10.1063/1.50540 09
- Parra F.I., Ahedo E., Fife J.M., Martínez-Sánchez M. // J. Appl. Phys. 2006. V. 100. P. 023304. https://doi.org/10.1063/1.22191 65
- Andreussi T., Giannetti V., Leporini A., Saravia M.M., Andrenucci M. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2018. V. 60. P.014015. https://doi.org/10.1088/1361-6587/aa8c4d
- Szabo J., Warner N., Martinez-Sanchez M., Batishchev O. // J. Propulsion Power. 2014. V. 30. P. 197. https://doi.org/10.2514/1.B3477 4
- Janhunen S., Smolyakov A., Sydorenko D., Jimenez M., Kaganovich I., Raitses Y. // Phys. Plasmas. 2018. V. 25. P. 082308. https://doi.org/10.1063/1.50338 96
- Taccogna F., Minelli P., Asadi Z., Bogopolsky G. // Plasma Sources Sci. Technol. 2019. V. 28. P. 064002. https://doi.org/10.1088/1361-6595/ab08af
- Minelli P., Taccogna F. // IEEE Trans. Plasma Sci. 2018.
 V. 46. P. 219. https://doi.org/10.1109/TPS.2017.2766182
- 66. Hara K., Hanquist K. // Plasma Sources Sci. Technol. 2018. V. 27. P. 065004. https://doi.org/10.1088/1361-6595/aac6b9
- *Taccogna F., Garrigues L. //* Rev. Modern Plasma Phys. 2019. V. 3. P. 12
- Cheng C.Z., Knorr G. // J. Computational Phys. 1976. V. 22. P. 330. https://doi.org/10.1016/0021-9991(76)90053-x
- Tavassolil A., Smolyakov A., Shoucri M., Spiteri R.J. // Phys. Plasmas. 2022. V. 29. P. 030701. https://doi.org/10.1063/5.0083081
- Бэдсел Ч., Ленгтон А. Физика плазмы и численное моделирование: Пер. с англ. М.: Энергоатомиздат, 1989. 452 с.
- Yuan T., Ren J., Zhou J., Zhang Z., Wang Y., and Tang H. // AIP Advances. 2020. V. 10. P. 045115. https://doi.org/10.1063/1.5113561
- 72. Mikellides I.G., Katz I. // Phys. Rev. E. 2012. V. 86. P. 046703. https://doi.org/10.1103/PhysRevE.86.046703
- Boccelli S., Giroux F., Magin T.E., Groth C.P.T., McDonald J.G. // Phys. Plasmas. 2020. V. 27. P. 123506. https://doi.org/10.1063/5.0025651
- 74. Boccelli S., Charoy T., Alvarez Laguna A., Chabert P., Bourdon A., Magin T.E. // Phys. Plasmas. 2020. V. 27. P. 073506. https://doi.org/10.1063/5.0006258
- 75. Морозов А.И. // ПМТФ. 1968. № 3. С.19.
- 76. *Морозов А.И., Савельев В.В. //* Физ. плазмы. 2007. Т. 33. С. 24.
- 77. *Морозов А.И., Савельев В.В.* // Физ. плазмы. 2001. Т. 27. С. 607.
- Бугрова А.И., Морозов А.И., Харчевников В.К. // Физ. плазмы. 1992. Т. 18. С. 1469.
- 79. Tomilin D.A. // Phys. Plasmas. 2013. V. 20. P. 042103.
- Nikitin V., Tomilin D., Lovtsov A., Tarasov A. // European Phys. Lett. 2017. V. 117. P. 45001.

- Marusov N.A., Sorokina E.A., Lakhin V.P., Ilgisonis V.I., Smolyakov A.I. // Plasma Sources Sci. Technol. 2019. V. 28. P. 015002. https://doi.org/10.1088/1361-6595/aae23d
- Bohm D. The Characteristics of Electrical Discharge in Magnetic Fields / Eds. Walkering R., Guthrie A. N.-Y.: McGraw-Hill, 1949. P. 1.
- Koo J.W., Boyd I.D. // Phys. Plasmas 2006. V. 13. P. 033501.
- 84. Para F.I., Ahedo E., Fife J.M., Martinez-Sanchez M. // J. Appl. Phys. 2006. V. 100. P. 023304.
- 85. Barral S., Ahedo E. // Phys. Rev. E. 2009. V. 79. P. 046401.
- Shashkov A., Lovtsov A., Tomilin D. // Eur. Phys. J. D. 2019. V. 73. P. 173.
- 87. Есипчук Ю.В., Морозов А.И., Тилинин Г.Н., Трофимов А.В. // ЖТФ. 1973. Т. 43. С. 1466.
- Linnell J.A., Gallimore A.D. // Proc. 31st Int. Electric Propulsion Conf., 2009, Ann Arbor, IEPC-2009-105.
- 89. Durot C.J., Jorns B.A., Dale E.T., Gallimore A.D. // Proc. 35th Int. Electric Propulsion Conf., 2017, Atlanta, IEPC-2017-029.
- Coche P., Garrigues L. // Phys. Plasmas. 2014. V. 21. P. 02350.
- Lafleur T., Baalrud S.D., Chabert P. // Plasma Sources Sci. Technol. 2017. V. 26. P. 024008.
- 92. Charoy T., Boeuf J.P., Bourdon A., Carlsson J.A., Chabert P., Cuenot B., Eremin D., Garrigues L., Hara K., Kaganovich I.D., Powis A.T., Smolyakov A., Sydorenko D., Tavant A., Vermorel O., Villafana W. // Plasma Sources Sci. Technol. 2019. V. 28. P.105010.
- 93. *Capelli M.A., Young C.V., Cha E., Fernandez E.* // Phys. Plasmas. 2015. V. 22. P. 114505.
- 94. Lafleurm T., Baalrud S.D., Chabert P. // Phys. Plasmas. 2016. V. 23. P. 053503.
- 95. Sharfe M.K., Thomas C.A., Sharfe D.B., Gaskon N., Cappelli A., Fernandez E. // IEEE Trans. Plasma Sci. 2007. V. 36. P. 1.
- Reza M., Faraji F., Andreussi T., Andrenucci M. // Proc. 35th Int. Electric Propulsion Conf., 2017, Atlanta, IEPC-2017-367.
- Abashkin V.V., Belikov M.B., Gorshkov O.A., Lovtsov A.S., Khrapach I.N. // Progress Propulsion Phys. 2011. V. 2. P. 617.
- Raitses Y., Ashkenazy J., Appelbaum G., Gualman M. // Proc. 25th Int. Electric Propulsion Conf., 1997, Cleveland, IEPC 1997-056.
- 99. Gascon N., Dudeck M., Barral S. // Phys. Plasmas. 2003. V. 10. P. 4123.
- 100. Raitses Y., Smirnov A., Staack D., Fisch N.J. // Phys. Plasmas. 2006. V. 13. P. 014502. https://doi.org/10.1063/1.2162809
- 101. Raitses Y., Staack D., Dunaevsky A., Fisch N.J. // J. Appl. Phys. 2006. V. 99. P. 036103. https://doi.org/10.1063/1.2168023
- 102. Raitses Y., Kaganovich I.D., Khrabrov A., Sydorenko D., Fisch N., Smolyakov A. // IEEE Transac. Plasma Sci. 2011. V. 39. P. 995.
- 103. Jolivet L., Roussel J.-F. // Proc. 3rd Int. Conf. on Spacecraft Propulsion. ESA Publication Division, 2000, Noordwijk, Netherlands.

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ том 48 № 9 2022

- 124. Hoskins W.A., Cassady R.J., Myers R.M., Wilson F., King D.Q., de Grys K. // Proc. 33th Int. Electric Propulsion Conf., 2013, Washington D.C., IEPC-2013-439.
- 125. Абашкин В.В. Экспериментальное исследование взаимодействия плазмы с керамиками. Дисс... кандидата физико-математических наук. Москва, 2009.

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ <u>№</u> 9 2022 том 48

- 104. Kaganovich I.D., Raitses Y., Sydorenko D., Smolyakov A. // Phys. Plasmas. 2007. V. 14. P. 57104.
- 105. Sydorenko D., Smolyakov A., Kaganovich I., Raitses Y. // Phys. Plas. 2006. V. 13. P. 014501. https://doi.org/10.1063/1.2158698
- 106. Campanell M., Wang H. // Appl. Phys. Letters. 2013. V. 103. P. 104104.
- 107. Brieda L., Keidar M. // J. Appl. Phys. 2012. V. 111. P. 123302.
- 108. Морозов А.И., Меликов И.В. // ЖТФ. 1974. Т. 44. C. 544.
- 109. Бугрова А.И., Масленников Н.А., Морозов А.И. // ЖТФ. 1991. Т. 61. С. 45.
- 110. Ahedo E., Gallardo J. // Proc. 28th Int. Electric Propulsion Conf., 2003, Toulouse, IEPC-2003-104.
- 111. Andrenucci M., Biagioni L., Marcuccio S., Paganucci F., Tobak M. // Proc. 28th Int. Electric Propulsion Conf., 2003, Toulouse, IEPC-2003-259.
- 112. Battista F., Marco E.A.D., Misuri T. // Proc. 30th Int. Electric Propulsion Conf., 2007, Florence, IEPC-2007-313.
- 113. Misuri T., Battista F., Barbieri C., Marco E.A.D., Andrenucci M. // Proc. 30th Int. Electric Propulsion Conf., 2007, Florence, IEPC-2007-311.
- 114. Kim V. // J. Propulsion Power. 1998. V. 14. P. 736.
- 115. Maslennikov N.A. // Proc. 24th Int. Electric Propulsion Conf., 1995, Moscow, IEPC-1995-75.
- 116. Shagayda A.A., Gorshkov O.A. // J. Propulsion Power. 2013. V. 29. P. 466. https://doi.org/10.2514/1.B34650
- 117. Shagayda A.A. // IEEE Transac. Plasma Sci. 2015. V. 43. P. 12.

https://doi.org/10.1109/TPS.2014.2315851

- 118. Brown D.L., Larson C.W., Beal B.E., Gallimore A.D. // J. Propulsion Power. 2009. V. 25. 1163.
- 119. Горшков О.А., Шагайда А.А. // Письма в ЖТФ. 2008. T. 34. C. 37.
- 120. Шагайда А.А., Горшков О.А., Томилин Д.А. // ЖТФ. 2012. T. 82. C. 42.
- 121. РД 50-690-98 Методические указания. Надежность в технике. Методы оценки показателей належности по экспериментальным ланным. Москва, 1990.
- 122. Вопросы исследования, разработки и внедрения электроракетных двигателей. Проблемы ускоренных испытаний ЭРД. Научно-технический сборник. Ракетно-космическая техника. 1991. Сер. IV. Вып. 3 (131).
- 123. Приданников С.Ю. Исследование характеристик стационарных плазменных двигателей при длительной работе. Дисс... кандидата технических наук. Калининград, 2003.

- 126. Belikov M.B., Gorshkov O.A., Lovtsov A.S., Shagayda A.A. // Proc. 30th Int. Electric Propulsion Conf., 2007, Florence, IEPC-2007-131.
- 127. Kim V., Abgaryan A., Kozlov V., Skrylnikov A. // Proc. 39th AIAA/ ASME/ SAE/ASEE Joint Propulsion Conf. and Exhibit, 2003. AIAA Paper 2003-5003.
- 128. Lovtsov A., Shagayda A., Gorshkov O. // Proc. 42nd AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conf. & Exhibit, 2006, AIAA Paper 2006-4661.
- 129. Ганкин В.И., Горшков О.А., Гришанов О.В., Ловцов А.С., Шутов В.Н. // Вестник МАИ. 2010. Т. 17. C. 18.
- 130. Shashkov A.S., Lovtsov A.S. // Proc. 36th Int. Electric Propulsion Conf., 2019, Vienna, IEPC-2019-392.
- 131. Tomilin D.A., Lovtsov A.S. // Proc. 36th Int. Electric Propulsion Conf., 2019, Vienna, IEPC-2019-342.
- 132. Wirz *R*.. Katz I.A. Proc 39th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conf. and Exhibit, 2003, AIAA Paper 2003-5163. https://doi.org/10.2514/6.2003-5163.
- 133. Wirz R., Katz I.A. // Proc. 40th AIAA/ASME/SAE/ ASEE Joint Propulsion Conf. and Exhibit, 2004, AIAA Paper 2004-4167. https://doi.org/10.2514/6.2004-4107
- 134. Wirz R. // Proc. 41st AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conf. and Exhibit, 2005, AIAA Paper 2005-3887. https://doi.org/10.2514/6.2005-3887.
- 135. Wirz R., Katz I. // Proc. 41st AIAA/ASME/SAE/ ASEE Joint Propulsion Conf. and Exhibit, 2005, AIAA Paper 2005-3690. https://doi.org/10.2514/6.2005-3690.
- 136. Wirz R.E. Discharge Plasma Processes of Ring-Cusp Ion Thrusters. Dissertation (Ph.D.): California Institute of Technology. https://doi.org/10.7907/VKKE-PC20
- 137. Mahalingam S. Particle Based Plasma Simulation for an Ion Engine Discharge Chamber. Dissertation (Ph.D.): Wright State University. 2007.
- 138. Mahalingam S., Menart J.A. // J. Propulsion Power. 2010. V. 26. P. 673. https://doi.org/10.2514/1.45954
- 139. Mahalingam S., Choi Y., Loverich J., Stoltz P., Bias B., Menart J. // Proc. 47th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conf. and Exhibit, 2011, AIAA Paper 2011-6071. https://doi.org/10.2514/6.2011-6071.
- 140. Lovtsov A.S., Kravchenko D.A. // Procedia Engineering. 2017. V. 185. P. 326. https://doi.org/10.1016/j.proeng.2017.03.311
- 141. Kravchenko D.A., Shagayda A.A., Selivanov M.Y., Shashkov A.S., Tomilin D.A., Khmelevskoi I.A. // J. Propulsion Power. 2022. V. 38. P. 1. https://doi.org/10.2514/1.b38405
- 142. Guo S.L., Jin X.L., Lei L., Zhang X.Y. // Phys. Plasmas. 2021. V. 28 (1). P. 013501. https://doi.org/10.1063/5.0021621
- 143. Liu W., Cai G., Zhang J., Xia G., Wang W. // J. Phys. D.: Appl. Phys. 2021. V. 54 (44). P. 445202. https://doi.org/10.1088/1361-6463/ac1a0c

- 144. Stueber T. // Proc. 41st AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conf. and Exhibit, 2005, AIAA 2005-3688. https://doi.org/10.2514/6.2005-3688.
- 145. Lu C., Wan J., Cao Y., He X. // Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering. 2020. https://doi.org/10.1016/j.cma.2020.113345
- 146. Lu C., Xia G., Sun B., Han Y. // Chinese J. Aeronautics. 2021. V. 34. P. 79. https://doi.org/10.1016/j.cja.2020.10.026
- 147. Rosenberg D., Wehner G.K. // J. Appl. Phys. 1962. V. 33. P. 1842.
- 148. Williams J.D., Gardner M.M., Johnson M.L. and Wilbur P.J. // Proc. Int. Electric Propulsion Conf., 2003, Toulouse, IEPC-03-130.
- 149. *Hedges D.E., Meserole J.S., Rorabaugh M.E.* // U.S. Patent. 1996. № 5, 551, 904.
- Williams J.D., Laufer D.M., Wilbur P.J. // Proc. Int. Electric Propulsion Conf., 2003, Toulouse, IEPC-03-128.
- 151. *Muravlev V.A., Shagayda A.A.* // Proc. Int. Electric Propulsion Conf., 1999, Kitakyushu, IEPC-99-162.

- 152. Shagayda A., Madeev S. // Rev. Sci. Instrum. 2016. V. 87. P. 043301. https://doi.org/10.1063/1.4945565
- 153. Madeev S., Selivanov M., Shagayda A., Lovtsov A. // Rev. Sci. Instrum. 2019. V. 90. P. 043302. https://doi.org/10.1063/1.5090590
- 154. Шагайда А.А. Программа для ЭВМ. Свидетельство о регистрации № 2014610277 от 21.01.2014.
- 155. Sengupta A., Brophy J., Anderson J., Garner C., Banks B., Groh K. // Poc. 40th IAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conf. and Exhibit, 2004, AIAA-2004-3608. https://doi.org/10.2514/6.2004-3608.
- 156. *Herman D., Soulas G., Patterson M. //* Proc. 45th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conf. and Exhibit, 2009.
- 157. *Mikellides I.G., Katz I. //* J. Propulsion Power. 2008. V. 24. P. 855.
- 158. Духопельников Д.В., Воробьёв Е.В. // Вестник МАИ. 2019. Т. 26. № 1. С. 152.
- 159. *Rafalskyi D., Aanesland A.A.* // Proc. 35th Int. Electric Propulsion Conf, 2017, Atlanta, IEPC-2017-330.

_____ ИОННЫЕ И ПЛАЗМЕННЫЕ ____ ИСТОЧНИКИ

УДК 533.9.03,537.5

ФИЗИЧЕСКИЕ ОСОБЕННОСТИ ПОТОКА ЧАСТИЦ, СОЗДАВАЕМОГО ГЕЛИКОННЫМ ИСТОЧНИКОМ ПЛАЗМЫ МАЛОЙ МОЩНОСТИ

© 2022 г. И. И. Задириев^{а,*}, К. В. Вавилин^а, Е. А. Кралькина^а, А. М. Никонов^а, Г. В. Швыдкий^а

^а МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия *e-mail: iizadiriev@yandex.ru Поступила в редакцию 05.05.2022 г. После доработки 29.05.2022 г. Принята к публикации 30.05.2022 г.

Представлены результаты экспериментального исследования ВЧ индуктивного источника плазмы малой мощности, помещенного в продольное магнитное поле. Показано формирование ускоряющего ионы скачка потенциала на выходе из источника, величина которого зависит от магнитного поля и существенно меняется с расходом рабочего газа. Обнаружена немонотонная зависимость параметров электронного и ионного потоков, создаваемых источником, от магнитного поля. В основном диапазоне исследованных магнитных полей создаваемый источником поток электронов на оси системы превышает поток ионов, в средняя энергия электронов растет с ростом величины магнитного поля.

Ключевые слова: высокочастотный разряд, индуктивный, геликонный источник плазмы **DOI:** 10.31857/S0367292122600388

1. ВВЕДЕНИЕ

В связи с развитием космической отрасли в последние годы особое внимание стало уделяться малым космическим аппаратам (КА), предназначенным для полета на низких (200-300 км) околоземных орбитах. Интерес к низкоорбитальным полетам связан с меньшей стоимостью запуска КА. снижением требований к радиационной устойчивости, отсутствием опасности столкновения с космическим мусором, возможностью использования набегающего потока газа в качестве рабочего тела и т.д. [1-4]. Существенной проблемой при проектировании низкоорбитальных КА является атмосферное торможение, величина которого так высока, что срок активного существования на орбите свободно летящего КА оказывается на уровне нескольких дней. Для продления срока службы низкоорбитальные КА предложено оснащать двигателями, компенсирующими атмосферное торможение. Наиболее подходящим вариантом при этом являются электроракетные двигатели (ЭРД), так как они обладают высоким удельным импульсом и потенциально могут работать на набегающем потоке.

Создание ЭРД для малых КА для низкоорбитальных полетов ставит перед разработчиками ЭРД задачи миниатюризации, масштабирования в сторону малых мощностей и обеспечения возможности работы устройств в присутствии атмосферных газов. Наиболее распространенными ЭРД в настоящее время являются ионные и холловские двигатели [5–7]. Основным элементом двигателей, препятствующим использованию хорошо зарекомендовавших себя ЭРД для полетов на низких орбитах, являются традиционные катоды – компенсаторы, обладающие недопустимо малым временем жизни в присутствии остаточной атмосферы. В литературе в настоящее время наметилось два пути решения проблемы. Первый путь – это разработка ВЧ-катодов [8–11], которые потенциально могут работать при использовании воздуха в качестве рабочего газа. Второй путь, развиваемый авторами [12-17], состоит в разработке безэлектродных ЭРД, которые способны работать без катода-компенсатора.

К настоящему времени предложены и исследованы несколько типов безэлектродных плазменных двигателей. Это прежде всего геликонный двигатель с двойным слоем (ГДДС) [12, 13], а также геликонный двигатель с магнитным соплом, часто называемым в литературе просто геликонным (ГД) [16, 17]. Важными преимуществами указанных двигателей являются простота их конструкции, масштабируемость, отсутствие металлических элементов в контакте с плазмой и скомпенсированность выходящего ионного потока электронами.

Основной ГДДС и ГД является индуктивный ВЧ-разряд, помещенный в магнитное поле, расходящееся в области выходного отверстия. Тяга создается потоком ускоренных ионов, истекающих из двигателя, причем поток ионов в данных типах двигателей скомпенсирован потоком электронов. Конструкция двигателей проста, чего нельзя сказать о физике процессов, происходящих в двигателях. Физические процессы можно условно разделить на две группы. Первая группа – это процессы, ответственные за создание плотной плазмы в двигателях, вторая – процессы, ответственные за ускорение ионов. Очевидно, что первая и вторая группа процессов не существуют независимо, а оказывают влияние друг на друга.

Уже из названия двигателей следует, что разряд, возникающий в газоразрядной камере двигателя, относится к классу разрядов, поддерживаемых возбуждаемыми в нем волнами. При высоких ВЧ-мошностях (более 1 кВт) и магнитных полях (порядка 0.1 Т) такой волной является геликон. Особенности возбуждения геликона, в частности в ГД, подробно рассмотрены в работах [18-25]. Использование двигателей в составе малых КА привело к разработке прототипов, работающих при существенно более низких ВЧ-мошностях и магнитных полях (менее 500 Вт и 10 мТ соответственно). Известно, что максимум поглощения ВЧ-мощности разрядной плазмой, наблюдавшийся при низких значениях магнитного поля, может быть связан с возбуждением не только поперечного геликона, но и продольной волны Трайвелписа–Голда [24–30]. К сожалению, этот вопрос применительно к прототипам двигателей, работающим при малых мощностях, не рассмотрен.

В литературе [16, 17, 31–35] рассматриваются три механизма ускорения ионов, а именно ускорение амбиполярным полем, возникающим в результате убывания концентрации электронов при приближении к границе между прототипом двигателя и камерой расширения [31, 34], ускорение в двойном слое [12, 13, 31-35] и ускорение в результате формирования магнитного сопла [16, 17. 35]. Наиболее интересный результат, полученный в [16, 17, 31-34], состоит в превышении наблюдающейся при определенных условиях энергии ионов над величинами скачка потенциала в области между потенциалом в газоразрядной камере (ГРК) прототипа двигателя и месте расположения энергоанализатора. Возможные причины этого эффекта связаны с указанными выше вторым и третьим механизмами ускорения ионов [16, 17, 31–36].

В настоящей работе рассмотрен прототип безэлектродного ВЧ-двигателя, основанного на индуктивном ВЧ-разряда с внешним магнитным полем, имеющим максимум в области сопряжения прототипа и камеры расширения. Рассмотрены величины ВЧ-мощности до 250 Вт и магнитные поля до 10 мТ. Отличительной особенностью настоящей работы является использование сужения на выходе прототипа. В качестве рабочего газа использован аргон.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Схема экспериментальной установки представлена на рис. 1. В ее состав входит металлическая вакуумная камера объемом около 0.5 м³, на боковом фланце которой размещен лабораторный источник плазмы. Вакуумная камера откачивалась каскадом из форвакуумного и турбомолекулярного насосов. Остаточное давление перед подачей рабочего газа было не хуже 10⁻⁵ Торр. Внутри вакуумной камеры размещено диагностическое оборудование: зонд Ленгмюра, плоский зонд и энергоанализатор.

Схема лабораторного источника приведена на рис. 2. ГРК представляет собой цилиндр диаметром 6 см и длиной 10 см, на одном конце которого расположен газораспределитель, а другой конец имеет коническое сужение с выходным отверстием диаметром 2.5 см. ГРК с газораспределителем выполнены из термостойкого стекла (пирекса). Металлические элементы внутри ГРК отсутствуют. Магнитное поле в ГРК создается электромагнитом, расположенным в районе выходного отверстия (рис. 3). Геометрия магнитных силовых линий внутри ГРК и вне нее является расходящейся, а абсолютная величина индукции при переходе от области максимума (срез ГРК) к обла-



Рис. 1. Схема экспериментальной установки. *1* – лабораторный источник плазмы, *2* – ВЧ-источник питания, *3* – система согласования, *4* – пояс Роговского, *5* – стенка вакуумной камеры, *6* – подвижная каретка, *7* – место крепления диагностического оборудования (зонд Ленгмюра, плоский зонд, энергоанализатор).



Рис. 2. Схема лабораторного источника плазмы. 1 -кварцевые стенки ГРК, 2 -газораспределитель, 3 -ВЧ-антенна, 4 -металлический кожух, 5 -электромагнит, 6 -фланец вакуумной камеры. Буквами обозначены следующие размеры: H = 11.5 см, R = 6 см, r = 2.5 см.

сти газораспределителя падает в 5 раз. Спиральная ВЧ-антенна-индуктор имеет 3.5 витка и подключается к источнику питания частотой 13.56 МГц через систему согласования, состоящую из 2 переменных вакуумных емкостей и одной индуктивности. В ходе экперимента ВЧ-мощность менялась в диапазоне 50–250 Вт. Расход рабочего газа (аргона) измерялся ротаметром и менялся от 2 до 20 мл/мин. При таких расходах давление в вакуумной камере составляло 1 × $\times 10^{-4}$ -6 $\times 10^{-4}$ Тор. Исследовались параметры источника при величинах магнитной индукции в области выходного отверстия 0–7.2 мТ.

Для оценки вложенной в плазму ВЧ-мощности использовались показания размещенного на заземленном конце антенны пояса Роговского по методике, описанной в [30]. Зонд Ленгмюра имел длину 6 мм, диаметр 0.5 мм и был размещен на подвижной каретке блока линейной передачи, что позволяло устанавливать его позицию вдоль оси источника с точностью до 0.25 мм. С целью ВЧ-компенсации зонд имел соединенный с ним через емкость дополнительный спиральный электрод и 2 резонансных фильтра-пробки, настроенных на частоты 13.56 и 27 МГц. В качестве опорного зонда использовались заземленные стенки вакуумной камеры. Зондовое напряжение и ток регистрировались с помощью цифрового осциллографа с функцией запоминания на внешний носитель, после чего производилось построение и обработка зондовой характеристики с помощью ПК. В настоящей работе потенциал пространства плазмы определялся по точке от-



Рис. 3. Магнитные силовые линии в области ГРК. *1* – ГРК, *2* – электромагнит, *3* – ось источника. Силовые линии вблизи электромагнита не изображены.

клонения логарифма электронного тока от линейной зависимости. При этом температура электронов определялась по углу наклона этого линейного участка, а концентрация по электронному току на зонд при потенциале пространства. Подобный подход действителен только для максвелловского распределения электронов по энергии, поэтому в отдельных случаях, когда мы наблюдали дефицит быстрых электронов по сравнению С равновесным распределением. 38 температуру бралась температура основной, медленной части электронов.

Поворотный плоский зонд имел диаметр 1.5 см и был размещен в вакуумной камере на расстоянии 10 см от выходного отверстия источника на его оси. С помощью серводвигателя имелась возможность в ходе эксперимента устанавливать угол между нормалью зонда и осью системы от 0 до 90 град. Зонд был двусторонним, так как покрытие одной из его сторон диэлектриком приводило к существенному возмущению плазмы и появлению микропробоев при некоторых величинах зондового напряжения. В цепи плоского зонда также были резонансные фильтры, настроенные на первую и вторую гармоники, а построение и обработка зондовых характеристик производилась так же, как и для вышеописанного зонда Ленгмюра.

Для измерения энергетических распределений создаваемого источником потока частиц использовался четырехсеточный энергоанализатор диаметром 3 см, размещенный на оси системы на расстоянии 20 см от выходного отверстия. Корпус энергоанализатора вместе с первой (внешней) сеткой был заземлен. При измерении параметров ионного потока на вторую сетку подавалось постоянное отсеивающее напряжение от -50 до – 100 В, устраняющее электронный поток. Третья стека находилась под изменяемым положительным задерживающим потенциалом. Четвертая сетка находилась под небольшим отрицательным потенциалом в –15 В для подавления искажений в измерениях, связанных с вторичной ион-элек-

тронной эмиссией с коллектора. Находящийся за четвертой сеткой коллектор был заземлен. В случае использования энергоанализатора для измерения параметров потока электронов, знак напряжения на второй и третьей сетках менялся на противоположный, а четвертая сетка заземлялась. В ходе измерений снимались кривые задержки - зависимости тока на коллектор от задерживающего напряжения на третьей сетке. Использовалась стандартная процедура обработки кривых задержки, из первой производной которых извлекалась информация об энергетическом распределении частиц. При проведении измерений с помощью энергоанализатора зонд Ленгмюра размещался на небольшом (~2.5 см) расстоянии от него для оценки потенциала пространства той области плазмы, в которой располагался энергоанализатор.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

В ходе эксперимента поджиг разряда осуществлялся подачей ВЧ-мощности на антеннуиндуктор при установленной величине расхода рабочего газа. Временная подача увеличенной ВЧ-мощности или увеличенного расхода рабочего газа для поджига не требовались. Область существования разряда была ограничена со стороны малых подводимых к разряду мощностей ВЧ-генератора *P*_{gen} величиной около 40 Вт, со стороны расходов аргона f величиной 2 мл/мин. В диапазоне f от 2 до 5 мл/мин и P_{gen} менее 150 Вт разряд существовал в форме с низкочастотными пульсациями интенсивности свечения плазмы. При *f* более 5 мл/мин пульсации исчезали. В связи с этим основные экспериментальные исследования были выполнены при расходах больших или равных 5 мл/мин.

Фотография разряда представлена на рис. 4. Плазма присутствовала как внутри ГРК, так и в вакуумной камере, где интенсивность ее свечения была существенно ниже. При изменении величины магнитного поля свечение плазмы в вакуумной камере перераспределялось: без магнитного поля свечение заполняло камеру примерно равномерно, а с увеличением поля оно концентрировалось вдоль оси источника, ослабевая на периферии и при удалении от источника. Во всем исследованном диапазоне разрядных параметров плазма и в вакуумной камере, и внутри ГРК находилась в электрическом контакте с заземленными стенками вакуумной камеры, что проверялось помещением зонда в соответствующую область плазмы с последующим пропусканием постоянного тока между ним и стенками вакуумной камеры.



Рис. 4. Фото выходного отверстия лабораторного источника плазмы во время работы.

В работе [37] наблюдалось существенное перераспределение плотности плазмы между ГРК и камерой расширения при наличии расходящегося магнитного поля в области ГРК. В связи с этим, прежде чем перейти к нахождению зависимостей эффективности вложения ВЧ-мощности, плотности тока и энергии заряженных частиц в струе от магнитного поля были выполнены измерения аксиального распределения плотности плазмы и ее потенциала в ГРК и вакуумной камере.

Параметры плазмы в ГРК и вакуумной камере

На рис. 5а представлено распределение квазистационарного потенциала плазмы вдоль оси системы, полученного с помощью подвижного зонда Ленгмюра. Продольная координата x = 0 соответствует положению выходного отверстия. При этом координата х положительна внутри ГРК и отрицательна вне ее. Измерения внутри ГРК проводились в диапазоне х от 3.5 до 9 см. В отсутствие магнитного поля в области выходного отверстия образуется скачок потенциала, величина которого составляет примерно 15 В и в пределах погрешности эксперимента не зависит от ВЧ-мощности и расхода рабочего газа. При этом рассмотренные области плазмы внутри ГРК и вне ее являются эквипотенциальными. Концентрация плазмы достигает максимума в области между крайним витком ВЧ-антенны и выходным отверстием, и составляет 5 \times 10¹⁰ см⁻³ (рис. 5б). При выходе из ГРК концентрация падает до величин порядка 4×10^9 см⁻³. Концентрация плазмы внутри ГРК монотонно растет с ВЧ-мощностью и немоно-



Рис. 5. Зависимость среднего за период ВЧ-колебаний потенциала плазмы U_s (а) и концентрации электронов n_e (б) от продольной координаты x на оси системы. $P_{gen} = 100$ Вт. Кривые соответствуют разным величинам расхода рабочего газа и магнитного поля: 1 - 10 мл/мин, 0 мТ, 2 - 10 мл/мин, 2.4 мТ, 3 - 5 мл/мин, 2.4 мТ.

тонно растет с увеличением магнитного поля, достигая 10¹¹ см⁻³ при 250 Вт (магнитное поле 2.4 мТ). Указанные концентрации по порядку величины соответствуют результатам из работ [37, 38], в которых исследовались параметры схожих источников плазмы.

Из рис. 5б видно, что в объеме вакуумной камеры формируется несамостоятельный разряд с достаточно высокой плотностью плазмы. Ее величина зависит от паразитных емкостных связей между витками антенны и плазмой, между плазмой и стенками вакуумной камеры, а также от величин потоков заряженных частиц, истекающих из ГРК. Скачок потенциала около выходного отверстия уравновешивает уход электронов и ионов из области плотной плазмы внутри ГРК. Эта кар-

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ том 48 № 9 2022

тина типична для индуктивного разряда, расширяющегося в свободное пространство.

С подачей магнитного поля распределение потенциала существенно изменяется. В области около выходного отверстия ГРК появляется потенциальная яма. При этом скачок потенциала около выходного отверстия растет до величин 20–30 В, чем меньше расход аргона, тем глубже потенциальная яма. Обращает на себя внимание, что при расходе 5 мл/мин потенциал на границе ГРК становится ниже потенциала земли. Можно предположить, что величина локального минимума потенциала около выходного отверстия связана с особенностями сопряжения разряда внутри ГРК и разряда в вакуумной камере.

Наложение на разряд магнитного поля приводит к существенному увеличению концентрации плазмы в вакуумной камере на выходе из источника и оказывает слабое влияние на концентрацию плазмы внутри ГРК.

Представленные выше измерения убедительно показали, что увеличение величины магнитного поля *В* сопровождается существенными изменениями параметров плазмы не только в ГРК, но и в вакуумной камере. Очевидно, что пренебрежение указанными эффектами может привести к существенным ошибкам в определении энергетических распределений заряженных частиц.

Зависимость эффективности вложения ВЧ-мощности от магнитного поля

На рис. 6 изображена зависимость вложенной в плазму ВЧ-мощности P_{pl} от индукции магнитного поля. Наблюдается увеличение доли мощности, вложенной в плазму, с ростом магнитного поля. Изменение расхода аргона не приводит к существенным изменениям зависимости $P_{pl}(B)$.

Отметим, что зависимость $P_{pl}(B)$ является монотонной. Ранее, в работах [30, 39], выполненных с ограниченными индуктивными источниками плазмы с внешним магнитным полем, наблюдались выраженные локальные максимумы зависимости $P_{pl}(B)$ при $B \le 10$ мТ. Авторы связывали их появление с резонансным возбуждением волны Трайвелписа–Голда, которая при малых мощностях ВЧ-генератора (низких концентрациях плазмы) проникает в объем плазмы. В работе [40], где рассмотрен источник плазмы. при близких к настоящим условиям экспериментов, также был зафиксирован явно выраженный локальный максимум вложения ВЧ-мощности в рассматриваемом диапазоне магнитных полей. Напротив, в работе [37] был получен результат, близкий к настоящей работе. Авторы [37] объяснили плавную зависимость эффективности вложения мощно-



Рис. 6. Зависимость ВЧ-мощности P_{pl} , вложенной в плазму, от величины магнитного поля при $P_{gen} = 150$ Вт. Кривая *1* соответствует расходу газа 10 мл/мин, кривая 2 - 5 мл/мин.

сти от магнитного поля перераспределением плотности плазмы между ГРК и камерой расширения, которая наблюдалась при наличии расходящегося магнитного поля в области ГРК.

Величины потока и средней энергии ионов в струе плазмы

Для определения того, как меняется создаваемый источником поток ионов с изменением параметров разряда, удобно использовать коллекторный ток энергоанализатора *І_{со}*, измеренный без подачи задерживающего потенциала (изменяемого положительного потенциала на третьей сетке). Этот ток пропорционален плотности приходящего на внешнюю сетку энергоанализатора потока частиц. Измеренная зависимость $I_{c0}(B)$ примерно одинакова для различных расходов и имеет, в отличие от $P_{pl}(B)$, немонотонный характер (см. рис. 7). Отчетливо видно наличие трех характерных областей: области роста I_{c0} вплоть до достижения максимума при магнитных полях около 2.4 мТ, резкого падения в диапазоне полей 3-5 мТ и выхода на новый максимум примерно при 6 мТ. Увеличение мощности ВЧ-генератора сопровождается ростом абсолютных значений ионного тока без заметных изменений $I_{c0}(B)$.

На рис. 8 приведена типичная кривая задержки и полученное из нее энергетическое распределение потока ионов, создаваемого источником. Можно видеть, что энергия основной массы ионов лежит в диапазоне 20–60 эВ. В дальнейшем для простоты будем рассматривать две величины, получаемые из энергетического распределения и характеризующие поток частиц: среднюю энер-



Рис. 7. Зависимость коллекторного тока при отсутствии задерживающего потенциала I_{c0} от магнитного поля *B.* $P_{gen} = 100$ Вт, f = 10 мл/мин.

гию и коллекторный ток при отсутствии задерживающего потенциала, который соответствует площади под кривой энергораспределения и пропорционален концентрации частиц в потоке.

Изменение средней энергии ионов с магнитным полем показано на рис. 9а. Наблюдается различная динамика изменения средней энергии для различных расходов рабочего газа. В случае больших расходов энергия остается примерно постоянной, а в случае малых — растет, хотя рост по абсолютной величине невелик. Средняя энергия ионов при всех исследованных магнитных полях больше для малых расходов рабочего газа. Из рис. 96, на котором изображены соответствующие рис. 9а значения I_{c0} , видно, что плотность



Рис. 8. Кривая задержки – *1*, полученная с помощью энергоанализатора, и соответствующее ей энергетическое распределение ионов – *2.* $P_{gen} = 100$ Вт, f = 10 мл/мин, B = 2.4 мТ.

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ том 48 № 9 2022



Рис. 9. Зависимость средней энергии ионов ε_i (а) и коллекторного тока при отсутствии задерживающего потенциала I_{c0} (б) от величины магнитного поля *В* для разных расходов рабочего газа *f* и ВЧ-мощностей P_{gen} : 1 - 100 Вт, 10 мл/мин, 2 - 200 Вт, 10 мл/мин, 3 - 100 Вт, 5 мл/мин, 4 - 200 Вт, 5 мл/мин.

ионного потока, в отличие от средней энергии ионов, не меняет характер своей зависимости при различных расходах аргона.

Выше отмечалось, что в вакуумной камере горит несамостоятельный разряд, в частности связанный с наличием паразитной емкости между плазмой в ГРК и стенками вакуумной камеры. Это означает, что рядом с внешней (заземленной) сеткой энергоанализатора, который находится внутри плазмы разряда в вакуумной камере, формируется слой пространственного потенциала и присутствует скачок потенциала, который ускоряет ионы. Для коррекции величин средней энергии ионов в работе зондовым методом находился потенциал пространства U_1 в области нахождения энергоанализатора. Отметим, что создаваемый лабораторным источником направленный поток



Рис. 10. Зависимость разности $\Delta \varepsilon_i$ между средней энергией ионов и произведением заряда иона на потенциал плазмы в области около энергоанализатора от величины магнитного поля *В* для разных расходов рабочего газа *f* и ВЧ-мощностей *P*_{gen}: *l* – 100 Вт, 10 мл/мин, *2* – 200 Вт, 10 мл/мин, *3* – 100 Вт, 5 мл/мин, *4* – 200 Вт, 5 мл/мин.

ионов должен приходить на внешнюю сетку энергоанализатора с энергией, превосходящей eU_1 , в то время, как тепловой поток ионов из окружающей плазмы должен характеризоваться средней энергией, примерно равной eU_1 .

Рассмотрим изображенную на рис. 10 разницу между средней энергией ионов и eU_1 в зависимости от магнитного поля. Видно, что без магнитного поля средняя энергия с точностью до погрешности соответствует потенциалу пространства, что говорит о доминировании потока тепловых ионов, приходящих на энергоанализатор из окружающей плазмы. Однако с ростом магнитного поля средняя энергия начинает существенно превышать потенциал пространства, что свидетельствует об уменьшении роли теплового потока и появлении направленного. Обращает на себя внимание, что прослеживается различный характер зависимости разности средней энергии и потенциала пространства для различных расходов: на малых расходах (5 мл/мин) рост практически линеен, в то время как на больших расходах (10 мл/мин) рост начинается только при магнитных полях около 6 мТ.

Полученные результаты свидетельствуют о формировании направленного потока ионов с ростом магнитного поля, что ставит вопрос о механизме ускорения ионов из источника. Естественно предположить, что формирование направленного потока ускоренных ионов происходит в области скачка потенциала плазмы на выходе из ГРК. В этом случае средняя энергия ионов должна примерно соответствовать среднему потенциалу плазмы внутри ГРК. Напомним,



Рис. 11. Зависимость разности ε_{is} между средней энергией ионов и потенциалом плазмы внутри ГРК (x = 5 см) от величины магнитного поля *B*. $P_{gen} = 150$ Вт. 1 - f = 10 мл/мин, 2 - f = 5 мл/мин.

что коллектор энергоанализатора заземлен. В таком случае для средней энергии ионов ε_i можно записать выражение:

$$\varepsilon_i = e U_1 + \Delta \varepsilon_i = e U_{pl}, \tag{1}$$

где U_{pl} – средний за период ВЧ-колебаний потенциал плазмы в области ГРК, из которой выходят ионы, а $\Delta \varepsilon_i$ – ускоряющий ионы скачок потенциала.

На рис. 11 показана зависимость разности ε_{is} средней энергии ионов, измеренной энергоанализатором, и значений eU_{pl} в точке x = 5 см внутри ГРК от магнитного поля. При расходе аргона 10 мл/мин и магнитных полях менее 4.8 мТ средняя энергия ионов примерно соответствует произведению их заряда на потенциал внутри ГРК. Это свидетельствует о том, что при указанных параметрах разряда направленный ионный поток появляется за счет ускорения выходящих из ГРК ионов в скачке потенциала между плазмой ГРК и плазмой вакуумной камеры. Однако при увеличении магнитного поля это соответствие начинает нарушаться, и средняя энергия становится выше указанного потенциала. Гораздо сильнее этот эффект выражен для кривой, соответствующей расходу 5 мл/мин. Подобное превышение может свидетельствовать о появлении дополнительного механизма ускорения ионов, не связанного с квазистационарным скачком потенциала на выходе из ГРК. Также возможно, что подобный результат связан с образованием локального максимума потенциала внутри ГРК при увеличении магнитного поля. В своих измерениях продольного распределения потенциала мы в большинстве случаев регистрировали эквипотенциальность области

внутри ГРК, но мы были ограничены достаточно малыми магнитными полями (2.4 мТ и менее), так как при снятии профиля потенциала проходили через область максимума магнитного поля около выходного отверстия. В случае достаточно больших магнитных полей корректные зондовые измерения в этой области затруднительны, что не позволяет нам получить для таких полей профили потенциала плазмы. В подобных условиях предположение об эквипотенциальности области внутри ГРК и приравнивание этого потенциала к измеренному в точке x = 5 см не обосновано, о чем, возможно, и свидетельствует растущая зависимость на рис. 11.

Сравнивая полученные нами результаты исследования ионного потока с результатами других научных групп, работавших с похожими источниками плазмы [16, 17, 33, 40, 41], отметим близкие значения средней энергии ионов, которые во всех случаях составляют величину около 50 эВ. В работе [40], так же, как и в настоящем исследовании, получена немонотонная зависимость ионного потока от магнитного поля. Однако величина магнитного поля, соответствующего максимуму ионного тока, существенно отличается от полученной нами. Также, в отличие от работы [16, 17, 41], мы не нашли признаков формирования ионного распределения, состоящего из двух локальных максимумов, один из которых соответствует потенциалу плазмы внутри ГРК, а другой — потенциалу плазмы около энергоанализатора. Указанные отличия логично связать с отличиями в особенностях организации разряда (размеры ГРК, тип антенны). В частности, в работе [41] двухгрупповое ионное распределение сменялось одногрупповым при увеличении диаметра ГРК с 2 до 6 см.

Также заметим, что лабораторные условия исследования источника плазмы существенно отличаются от условий эксплуатации электроракетных двигателей на космических аппаратах. Наиболее ярко это выражено в отсутствие в космосе поверхностей, поглощающих заряженные частицы плазменного потока (в условиях эксперимента таковыми являются стенки вакуумной камеры). Также, в зависимости от высоты орбиты, будет наблюдаться отличная от условий эксперимента концентрация атомов и ионов среды вне ГРК. Вопрос о соотношении энергий ионов потока, полученного в лабораторных условиях, с потоком, полученным в условиях эксплуатации в космосе, достаточно сложен и требует отдельного развернутого обсуждения. Стоит указать, что принципиальный механизм ускорения ионов останется без изменений, однако величины ускоряющих ионы потенциалов могут меняться, так как они связаны с условиями уравновешивания ухода из разряда электронов и ионов между пламзой внутри ГРК и плазмой вне нее, а также между плазмой вне ГРК и стенками вакуумной камеры (или "бесконечностью" в случае работы в космосе). Более того, указанные потенциалы существенно зависят от принципиально неустранимой емкостной компоненты разряда, ток которой замыкается на заземленные стенки вакуумной камеры в лабораторных условиях, и на заземленный корпус источника (или космического аппарата) в условиях работы в космосе.

Параметры потока электронов в струе плазмы

Помимо ионной компоненты потока была также исследована электронная компонента. Зависимость коллекторного тока $I_{c0}(B)$ для электронов, аналогичная рис. 7, изображена на рис. 12. Измерения энергетических распределений электронов требуют наличия достаточно большого положительного напряжения (~100 В) на сетке энергоанализатора, отсеивающей ионы (вторая сетка). Это напряжение является ускоряющим для электронов, что приводит к уязвимости энергоанализатора к пробоям и возникновению разряда внутри него. Особенно сильно это проявляется при больших потоках электронов. По этой причине на рис. 12 приведен график тока на коллектор в отсутствие отсеивающего ионы напряжения, то есть график полного тока электронов и ионов, численно равный разности их абсолтных значений. Однако в исследованном диапазоне параметров разряда при наличии магнитного поля ток электронов оказался значительно больше тока ионов, поэтому зависимость, приведенная на рис. 12, может считаться приблизительной характеристикой плотности электронного потока. Как и для случая ионов, наблюдается два максимума $I_{c0}(B)$. Однако, в отличие от аналогичной зависимости для ионов, второй максимум гораздо больше первого. Кроме того, присутствует зависимость от ВЧ-мощности.

Для электронов падение напряжения в слое около внешней сетки энергоанализатора является замедляющим. Как показывают зондовые измерения. потенциал плазмы в районе расположения энергоанализатора слабо зависит от параметров разряда и составляет 30-40 В. Такая величина потенциала не позволяет пройти на коллектор энергоанализатора большей части тепловых электронов, оставляя лишь высокоэнергетический "хвост" распределения и направленный поток (в случае его наличия). По этой причине "средняя энергия" и "коллекторный ток" в данном случае являются лишь оценочными величинами, характеризующими часть электронной компоненты с энергиями выше ~30 эВ. Чтобы исключить путаницу, обозначим "среднюю энергию" этих электронов, полученную с помощью энергоанализатора, как ε_{f} , и еще раз укажем, что она не равна средней энергии ε_{ρ} всех электронов



Рис. 12. Зависимость коллекторного тока при отсутствии задерживающего потенциала I_{c0} от магнитного поля *B*. f = 5 мл/мин. $1 - P_{gen} = 100$ Вт, $2 - P_{gen} = 200$ Вт.

потока. Аналогично рис. 9, на рис. 13 представлены ε_f и I_{c0} для различных магнитных полей. Для всего рассмотренного диапазона параметров разряда электронный ток в отсутствие магнитного поля был равен нулю. ε_f растет с увеличением магнитного поля, а I_{c0} зависит от магнитного поля немонотонно. При этом наблюдается очень большая разница в обеих величинах между случаями малого и большого расходов.

Полученные с помощью энергоанализатора данные о параметрах потока электронов могут свидетельствовать как о наличии направленного потока, создаваемого источником, так и о разогреве электронов плазмы, находяшейся в области энергоанализатора. Так как тепловой поток электронов должен быть изотропным, мы можем оценить долю направленного потока исходя из степени анизотропии тока электронов на плоский поворотный зонд. Для этого будем рассматривать зондовые характеристики при двух ориентациях поворотного зонда: когда нормаль к его поверхности направлена по оси системы и когда она перпендикулярна ей. Первый случай соответствует максимуму электронного тока на зонд и максимальной площади собирания зондом направленного потока. Второй случай соответствует минимальному току на зонд за счет практически полного отсутствия тока направленной компоненты. Пример полученных пар зондовых характеристик приведен на рис. 14. Видно, что анизотропия потока электронов немонотонно зависит от величины магнитного поля, а в отсутствие магнитного поля поток полностью изотропен. Наиболее выражена анизотропия при магнитных полях, соответствующих максимумам



Рис. 13. Зависимость средней энергии электронов ε_f (а) и коллекторного тока при отсутствии задерживающего потенциала I_c (б) от величины магнитного поля *В* для разных расходов рабочего газа *f* и ВЧ-мощностей P_{gen} : 1 - 100 Вт, 10 мл/мин, 2 - 200 Вт, 10 мл/мин, 3 - 100 Вт, 5 мл/мин, 4 - 200 Вт, 5 мл/мин.

электронного тока на коллектор энергоанализатора из рис. 12.

При учете того, что поток электронов на плоский зонд состоит из двух частей — теплового и направленного с функциями распределений электронов по энергиям f_e и g_e соответственно, мы можем записать для электронного тока при зондовых напряжениях меньше потенциала плазмы следующую формулу:

$$I_e = \frac{2\pi eS}{m^2} \int_{eU_p}^{\infty} f_e(\varepsilon)(\varepsilon - eU_p)d\varepsilon + \frac{eS}{m} \int_{eU_p}^{\infty} g_e(\varepsilon)d\varepsilon, \quad (2)$$

где U_p есть разница между зондовым напряжением U_{pr} и потенциалом пространства U_s , а S – площадь зонда. Функции распределения электронов по энергии нормированы на соответствующие



Рис. 14. Пары зондовых характеристик для двух ориентаций нормали плоского зонда: вдоль оси системы (пунктир) и перпендикулярно оси системы (сплошная линия). $P_{gen} = 100$ Вт, f = 10 мл/мин. Пары соответствуют величинам магнитного поля *B*: 1 - 0 мТ, 2 - 2.4 мТ, 3 - 4.8 мТ, 4 - 7.2 мТ. Для удобства представления на графике зондовые характеристики для различных пар смещены друг относительно друга по горизонтали.

концентрации электронов плазмы *n_e* и направленного потока *n_i*:

$$\frac{4\sqrt{2\pi}}{m^{3/2}}\int_{0}^{\infty}f_{e}(\varepsilon)\sqrt{\varepsilon}d\varepsilon = n_{e}$$
(3)

$$\frac{1}{\sqrt{2m}}\int_{0}^{\infty}g_{e}(\varepsilon)\frac{1}{\sqrt{\varepsilon}}d\varepsilon = n_{f}$$
(4)

Предполагая, что на плоский зонд в ориентации, когда его нормаль перпендикулярна оси системы, идет только тепловой поток электронов, мы можем получить для разности токов на зонд в двух ориентациях выражение

$$\Delta I_e = \frac{eS}{m} \int_{eU_p}^{\infty} g_e(\varepsilon) d\varepsilon$$
 (5)

Это выражение схоже с выражением для кривой задержки энергоанализатора и обрабатывается аналогичным образом для получения из него функции распределения быстрых электронов по энергии. По величине тока направленной компоненты при зондовом напряжении, равном потенциалу пространства плазмы, мы можем оценить плотность направленного тока и соотнести ее с плотностью хаотического. На рис. 15 приведены энергетические распределения для направленной части электронного потока с соответствующими плотностями тока. Средняя энергия электронов потока растет с увеличением магнитного поля от

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ том 48 № 9 2022



Рис. 15. Энергетические распределения электронов, полученные из направленной части ВАХ плоского зонда. $P_{gen} = 100$ Вт, f = 10 мл/мин. Кривые соответствуют величинам магнитного поля *B*: 1 - 2.4 мT, 2 - 4.8 мT, 3 - 7.2 мT.

18 до 30 эВ при расходе 10 мл/мин, и от 22 до 48 эВ при расходе 5 мл/мин. Достаточно большая величина средней энергии электронов вызывает вопросы и требует дополнительного исследования. Движение электронов, в отличие от движения ионов, определяется не средними по времени ВЧ-полями, а их мгновенными значениями. Для частиц, выходящих из ГРК, эти поля являются замедляющими и не могут привести к появлению ускоренного направленного потока. Возможно, электронный поток формируется в зоне локального минимума среднего потенциала около выхода из ГРК, т.е. область локального минимума выступает для разряда в вакуумной камере в роли катода. Однако вместе с формированием локального минимума происходит существенный рост скачка потенциала между внутренней областью ГРК, где находится наиболее плотная плазма, и областью выходного отверстия. Структура электрического поля на выходе из лабораторного источника плазмы должна обеспечивать выравнивание электронного и ионного потоков, покидающих ГРК. В соответствии с работой [42], в расширяющейся плазме величина скачка потенциала в двойном слое в основном определяется характеристиками быстрой группы электронов. По этой причине значительное увеличение скачка потенциала при подаче магнитного поля опосредованно свидетельствует о формировании быстрой группы электронов внутри ГРК. Это может быть связано с генерацией внутри ГРК волновых процессов. В пользу последнего также говорят сильно немонотонные зависимости параметров электронного и ионного потоков от магнитного поля.

Отдельно отметим, что при магнитных полях, больших 2.4 мТ, плотность направленного электронного тока существенно превышает суммарную плотность ионного тока (мы не можем отделить направленный поток от теплового для ионов). Плотность направленной компоненты электронного тока на оси источника в районе плоского зонда (10 см от отверстия) лежит в диапазоне 1–1.5 мА/см² при магнитных полях 2.4 мТ.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Экспериментальное исследование источника плазмы на основе индуктивного ВЧ-разряда, помещенного в магнитное поле, имеющее максимум в области среза источника плазмы и расходящееся по мере продвижения в вакуумную камеру, показало формирование ускоряющего ионы скачка потенциала на выходе из ГРК. Величина этого скачка существенно зависит от величины магнитного поля и практически не меняется с расходом и ВЧ-мощностью. Также при подаче магнитного поля на выходе из ГРК формируется локальный минимум среднего за период ВЧ-колебаний потенциала плазмы.

Средняя энергия выходящих из источника ионов лежит в диапазоне 40–60 эВ и растет с увеличением магнитного поля. При этом в случае расходов около 10 мл/мин средняя энергия ионов примерно соответствует скачку потенциала на выходе из ГРК с учетом потенциала пространства плазмы в области около энергоанализатора. При расходах около 5 мл/мин такого соответствия не наблюдается и средняя энергия существенно превосходит потенциал плазмы в центре ГРК, умноженный на заряд иона. Поток ионов немонотонно зависит от величины магнитного поля и имеет максимумы при магнитных полях 2.4 и 6.0 мТ.

По результатам совместных измерений при помощи энергоанализатора и плоского направленного зонда обнаружен выходящий из источника поток быстрых электронов. Данный поток, также как и поток ионов, немонотонно зависит от величины магнитного поля и, в отличие от потока ионов, отсутствует без магнитного поля. Средняя энергия потока электронов растет с увеличением магнитного поля и достигает величин около 40 эВ. Плотность потока электронов на оси системы при магнитных полях 2.4 мТ и более существенно превосходит плотность ионного потока. Формирование ускоренного потока электронов может быть связано с появлением локального минимума среднего за период ВЧ-колебаний потенциала плазмы в области около выходного отверстия источника. Для электронов, уходящих из области этого локального минимума в сторону вакуумной камеры, электрические поля являются ускоряющими. Еще одной причиной может быть генерация электронов в результате возбуждения волн в источнике плазмы.

Полученные в ходе экспериментального исследования результаты свидетельствуют о принципиальной возможности применения геликонного источника плазмы для получения тяги на космических аппаратах без необходимости использования катода-компенсатора. При этом сушественным недостатком геликонного источника является низкая энергия ионов в направленном потоке. Увеличение энергии ионов без размешения в ГРК дополнительных электродов возможно посредством нарашивания потенциала плазмы внутри ГРК, который, в свою очередь, зависит от емкостного канала ввода ВЧ-мощности в разряд. Поиск путей контроля потенциала разрядной плазмы относительно внешнего заземленного электрода требует дальнейшего изучения физических процессов, происходящих в индуктивном ВЧ-разряде в продольном внешнем магнитном поле. Также дополнительного изучения требует механизм формирования ускоренного потока электронов на выходе из источника.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 21-72-10090, https://rscf.ru/project/21-72-10090/.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Ferrato E., Reza M., Faraji F., Andrenucci M., Andreussi T. // Proc. 36th IEPC, Vienna, 2019. A459.
- 2. *del Amo J.G.* // Proc. Space Propulsion Conference, Rome, 2016.
- 3. Гордеев С.В., Канев С.В., Суворов М.О., Хартов С.А. // Труды МАИ. Вып. 96.
- 4. *Romano F., Massuti B., Herdrich G., Schonherr T.* // 5th Russian German Conference on Electric Propulsion, Dresden, 2014.
- 5. *Goebel D.M., Katz I.* Fundamentals of Electric Propulsion: Ion and Hall Thrusters. Jet Propulsion Laboratory, California Institute of Technology, 2008.
- 6. *Gorshkov O.A., Muravlev V.A., Shagayda A.A., Koroteev A.S.* Hall and Ion Plasma Thrusters for Spacecraft. Moscow: Mashinostroyenie, 2008.
- Mazouffre S. // Plasma Sources Sci. Technol. 2016. V. 25. 033002. https://doi.org/10.1088/0963-0252/25/3/033002
- Scholze F, Tartz B.M., Neumann H. // Review of Scientific Instruments. 2008. V. 79. 02B724. https://doi.org/10.1063/1.2802587
- Jahanbakhsh S., Satir M., Celik M. // Review of Scientific Instruments. 2016. V. 87. 02B922. https://doi.org/10.1063/1.4935015
- Dietz P., Beckery F., Keib K., Holstev K., Klar P.J. // Proc. 36th IEPC, Vienna, 2019. A207.
- Hatakeyama T., Irie M., Watanabe H., Okutsu A., Aoyagi J., Takegahara H. // Proc. 30th IEPC, Florence, 2007. 226.

- Charles C., Boswell R.W., Lieberman M.A. // Appl. Phys. Lett. 2006. V. 89. 261503. https://doi.org/10.1063/1.2426881
- 13. Charles C., Cox W., Boswell R.W., Lainé R., Perren M. // Plasma Sources Sci. Technol. 2010. V. 19. 045003.
- 14. *Batishchev O.V.* // IEEE Trans. Plasma Sci. 2009. V. 37. 1563.
- Williams L.T., Walker M.L.R. // J. Prop. Power. 2013. V. 29. P. 520.
- 16. *Takahashi K.* // Scientific Reports. 2021. V. 11. 2768. https://doi.org/10.1038/s41598-021-82471-2
- Takahashi K. // Reviews of Modern Plasma Physics. 2019. V. 3. 3. https://doi.org/10.1007/s41614-019-0024-2
- Chen F.F. Helicon Plasma Sources / Ed. by O.A. Popov. High Density Plasma Sources. N.Y.: Noyes publications, 1996. P. 1–75.
- Chen F.F. // Plasma Sources Sci. Technol. 2015. V. 24. 014001. https://doi.org/10.1088/0963-0252/24/1/014001
- 20. Shinohara Sh. // Advances in Physics: X. 2018. V. 3. 1420424. https://doi.org/10.1080/23746149.2017.1420424
- Isayama S., Hada T., Shinohara Sh. // Plasma and Fusion Research. 2018. V. 13. 1101014. https://doi.org/10.1585/pfr.13.1101014
- 22. *Boswell R.W.* // Physics Letters A. 1970. V. 33. P. 457– 458. https://doi.org/10.1016/0375-9601(70)90606-7
- 23. Chen F.F., Chevalier Gs. // Journal of Vacuum Science and Technology A. 1992. V. 10. P. 1389. https://doi.org/10.1116/1.578256
- Shamrai K.P., Taranov V.B. // Plasma Source Science and Technology. 1996. V. 5. P. 475–490. https://doi.org/10.1088/0963-0252/5/3/015
- Chen F.F. // Phys. Plasmas. 1996. V. 3. P. 1783. https://doi.org/10.1063/1.871697
- 26. Blackwell D.D., Madziwa T.G., Arnush D., Chen F.F. // Physical Review Letters. 2002. V. 88. 145002. https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.88.145002
- Chen F.E., Jiang X., Evans J.D., Tynan G., Arnush D. // Plasma. Phys. Control. Fusion. 1997. V. 39. A411. https://doi.org/10.1088/0741-3335/39/5A/038
- 28. Arnush D. // Phys. Plasmas. 2000. V. 7. 3042. https://doi.org/10.1063/1.874157
- 29. Chen F.F. // Phys. Plasmas. 2003. V. 10. 2586. https://doi.org/10.1063/1.1575755
- Kralkina E.A., Rukhadze A.A., Nekliudova P.A., Pavlov V.B., Petrov A.K., Vavilin K.V. // AIP Advances. 2018. V. 8. 035217. https://doi.org/10.1063/1.5023631
- Corr C.S., Boswell R.W., Charles C., Zanger J. // Appl. Phys. Lett. 2008. V. 92. 221508. https://doi.org/10.1063/1.2938720
- Charles C., Boswell R.W. // Appl. Phys. Lett. 2003. V. 82. P. 1356. https://doi.org/10.1063/1.1557319

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ том 48 № 9 2022

- Charles C., Boswell R.W. // Phys. Plasmas. 2004. V. 11. P. 1706. https://doi.org/10.1063/1.1652058
- 34. Charles C., Boswell R.W. // Appl. Phys. Lett. 2007. V. 91. 201505. https://doi.org/10.1063/1.2814877
- 35. *Takahashi K., Charles C., Boswell R., Ando A.* // Plasma Sources Sci. Technol. 2014. V. 23. 044004. https://doi.org/10.1088/0963-0252/23/4/044004
- 36. Hairapetian G., Stenzel R.L. // Phys. Rev. Letters. 1988. V. 61. P. 1607. https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.61.1607
- Petrov A.K., Kralkina E.A., Nikonov A.M., Vavilin K.V., Zadiriev I.I. // Vacuum. 2019. V. 169. 108927. https://doi.org/10.1016/j.vacuum.2019.108927

- 38. *Kralkina E., Vavilin K., Zadiriev I., Nikonov A.* // Plasma Science and Technology. 2020. V. 22. 115404. https://doi.org/10.1088/2058-6272/abb0dc
- 39. Кралькина Е.А. // Успехи физ. наук. 2008. В. 178. С. 519–540. https://doi.org/10.3367/UFNr.0178.200805f.0519
- 40. *Harle T., Pottinger S.J., Lappas V.J.* // Plasma Sources Sci. Technol. 2013. V. 22. 015015. https://doi.org/10.1088/0963-0252/22/1/015015
- 41. Corr C.S., Zanger J., Boswell R.W. // Appl. Phys. Lett. 2007. V. 91. 241501. https://doi.org/10.1063/1.2823575
- 42. Hairapetian G., Stenzel R.L. // Phys. Rev. Lett. 1990. V. 65. P. 175. https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.65.175

УДК 533.9

НАСЫЩАЮЩЕЕ МАГНИТНОЕ ПОЛЕ ВЕЙБЕЛЕВСКОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ В ПЛАЗМЕ С БИМАКСВЕЛЛОВСКИМ И БИКАППА-РАСПРЕДЕЛЕНИЕМ ЧАСТИЦ

© 2022 г. А. А. Кузнецов^{*a*, *}, В. В. Кочаровский^{*b*}, Вл. В. Кочаровский^{*a*}, А. А. Нечаев^{*a*}, М. А. Гарасёв^{*a*}

^а Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород, Россия ^b Department of Physics and Astronomy, Texas A&M University, College Station, USA *e-mail: kuznetsov.alexey@ipfran.ru Поступила в редакцию 09.06.2022 г. После доработки 28.06.2022 г. Принята к публикации 30.06.2022 г.

Развита двумерная квазилинейная теория насыщения ТМ-вейбелевской неустойчивости в бесстолкновительной плазме. Получена замкнутая система уравнений для эволюции взаимодействующих пространственных гармоник возмущений функции распределения частиц и магнитного поля в случае, когда ось анизотропии плазмы и волновые векторы гармоник, а также векторы электрического поля в них лежат в одной плоскости расчета. На основе численного решения этой системы найдена зависимость насыщающего среднеквадратичного магнитного поля от начальной анизотропии бимаксвелловского и различных бикаппа-распределений частиц по скоростям. Показано, что для небольших по сравнению с единицей параметров анизотропии величина насыщающего поля существенно зависит от параметра каппа продакт-бикаппа-распределения частиц, т.е. от его энергетического профиля. Проведено сравнение с известными результатами менее эффективных расчетов методом частиц в ячейках.

Ключевые слова: вейбелевская неустойчивость, турбулентность, анизотропия, бесстолкновительная плазма, каппа-распределение, бимаксвелловское распределение, насыщающее магнитное поле **DOI:** 10.31857/S0367292122600637

1. ВВЕДЕНИЕ

Как известно [1, 2], в условиях анизотропного распределения частиц по скоростям плазма является неравновесной и в ней может развиваться ряд кинетических неустойчивостей, приводящих к возникновению хаотических электромагнитных полей и согласованной с ними плазменной турбулентности. Такая ситуация характерна для широкого круга задач физики бесстолкновительной плазмы, космической и лазерной, в которой время свободного пробега частиц много больше времени развития подобной турбулентности [3-6]. Настоящая работа посвящена анализу квазимагнитостатической турбулентности, обусловленной апериодической неустойчивостью вейбелевского типа [7–15], которая обладает одним из наибольших инкрементов среди различных неустойчивостей неравновесной анизотропной плазмы. В рамках обычно рассматриваемой начальной пространственно однородной задачи неоднократно проверялось, что возникающая с уровня шумов турбулентность и среднеквадратичная величина связанного с ней магнитного поля в существенной мере зависят от начальной анизотропии распределения частиц [16–21]. Тем не менее эта зависимость остается мало изученной, особенно если учесть чувствительность выводов о развитии вейбелевской неустойчивости к виду распределения частиц по энергиям [22, 23].

Ниже зависимость насыщающего магнитного поля вейбелевской турбулентности от начальной анизотропии частиц исследуется для бикаппараспределения [22, 24—27]. Оно свойственно неравновесной плазме, частицы которой испытали стохастическое ускорение под действием того или иного широкополосного электромагнитного излучения, например в звездном ветре или различных ударных волнах, и в качестве частного случая содержит бимаксвелловское распределение частиц по скоростям.

Для определенности эффективная температура частиц считается наибольшей вдоль оси y. Тогда если бы в трехмерном случае функция распределения (ФР) частиц обладала аксиальной симметрией по отношению к скоростям в плоскости x, z, то неустойчивость развивалась только для



Рис. 1. а) Линии уровня 0.001, 0.1 и 0.9 от максимального значения для бимаксвелловской (сплошная кривая), бикаппа- (штриховая) и продакт-бикаппа- (штрихпунктир) функций распределения электронов по нормированным скоростям β_x и β_y при $\kappa = 2$, поперечной (вдоль оси *x*) тепловой скорости $\beta_{\perp} = 0.1$ и параметре анизотропии A = 1.6) Взаимное расположение волнового вектора **k**, лежащего в плоскости *x*, *y*, и векторов магнитного **B** и электрического **E** полей в отдельной пространственной гармонике TM-вейбелевской турбулентности.

волновых возмущений необыкновенного типа и приводила к ТМ-вейбелевской турбулентности [10, 28]. Имея в виду аналогичную ситуацию для рассматриваемых ниже двумерных расчетов, будем считать ФР симметричной по проекции скорости частиц на ось x, т.е. не зависящей от знака этой проекции. Для интересующих нас ТМ-возмущений волновые векторы гармоник электромагнитного поля и соответствующих гармоник анизотропной ФР энергонесущих частиц (пусть электронов), как и вектор электрического поля, лежат в плоскости x, y, а вектор магнитного поля ортогонален этой плоскости, т.е. параллелен оси z (рис. 4б). Неустойчивость насыщается, т.е. прекращается рост среднеквадратичного магнитного поля, тогда, когда оно в достаточной мере выравнивает средние значения продольной (T_{\parallel} , вдоль оси y) и поперечной (T₁, вдоль оси x) эффективных температур. При этом присутствие этого поля, его пространственная неоднородность и понизившийся и тоже неоднородный уровень анизотропии $A = T_{\parallel}/T_{\perp} - 1$ исключают экспоненциальное нарастание каких-либо возмущений, в том числе крупномасштабных, хотя слабонелинейная перестройка пространственного спектра турбулентности в длинноволновую сторону продолжается и далее (см., например, [8, 12, 29–31]).

Детальнее постановка задачи, используемые приближения, схема вывода уравнений и особенности расчетов даны в следующем разделе. Далее приведены основные результаты расчетов, касающиеся зависимости насыщающего магнитного поля вейбелевской турбулентности от начальной

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ том 48 № 9 2022

анизотропии плазмы и от основного параметра к энергетического каппа-распределения. В заключительном разделе полученные выводы соотнесены с рядом актуальных проблем физики космической и лазерной плазмы. Проведенное моделирование показало также богатую динамику пространственного спектра вейбелевской турбулентности и согласованной деформации функции распределения частиц на долговременной нелинейной стадии неустойчивости после ее насыщения. Однако изложение результатов такого рода выходит за рамки настоящего краткого сообщения и будет дано в более подробной статье.

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ, УРАВНЕНИЯ ДЛЯ ГАРМОНИК И СХЕМА ИХ РЕШЕНИЯ

Для бесстолкновительной плазмы, в которой на рассматриваемых временах насыщения неустойчивости можно пренебречь движением тяжелых ионов, самосогласованные уравнения Власова—Максвелла для функции распределения электронов $f(v_x, v_y, x, y, t)$, включающей их концентрацию N(x, y, t), и электрического $\mathbf{E} = (E_x, E_y, 0)$ и магнитного $\mathbf{B} = (0, 0, B_z)$ полей имеют вид

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{v} \frac{\partial f}{\partial \mathbf{r}} + \frac{e}{m_{\rm e}} \Big(\mathbf{E} + \frac{1}{c} [\mathbf{v}, \mathbf{B}] \Big) \frac{\partial f}{\partial \mathbf{v}} = 0, \qquad (1)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} \mathbf{j},$$
 (2)

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t},\tag{3}$$

где *с* – скорость света в вакууме, *е* и *m*_e – заряд и масса электрона, $\mathbf{j} = e \iint_{-\infty}^{+\infty} \mathbf{v} f(v_x, v_y, x, y, t) dv_x dv_y$ – плотность тока, $N = \iint_{-\infty}^{+\infty} f(v_x, v_y, x, y, t) dv_x dv_y$ и учтено, что векторы координаты и скорости имеют только две компоненты, $\mathbf{r} = (x, y, 0)$ и $\mathbf{v} = (v_x, v_y, 0)$, согласно двумерной постановке задачи.

Предположим, что в начальный момент времени нормированная на единицу функция распределения имеет вид бикаппа-распределения с $\kappa > 1$,

$$\Psi(\beta) = \frac{1}{\pi \theta_{\perp} \theta_{\parallel}} \left(1 + \frac{\beta_x^2}{\kappa \theta_{\perp}^2} + \frac{\beta_y^2}{\kappa \theta_{\parallel}^2} \right)^{-\kappa - 1}, \qquad (4)$$

либо продакт-бикаппа-распределения с $\kappa > 1/2$,

$$\Psi(\beta) = \frac{\Gamma^{2}(\kappa+1)}{\Gamma^{2}(\kappa+0.5)} \times \frac{1}{\pi\kappa\theta_{\perp}\theta_{\parallel}} \left(1 + \frac{\beta_{x}^{2}}{\kappa\theta_{\perp}^{2}}\right)^{-\kappa-1} \left(1 + \frac{\beta_{y}^{2}}{\kappa\theta_{\parallel}^{2}}\right)^{-\kappa-1};$$
(5)

см. [22, 25–27]. Выше $\beta_{x,y} = v_{x,y}/c$, т.е. $\beta = \mathbf{v}/c$, и введены характерные скорости $\theta_{\perp,\parallel} = \beta_{\perp,\parallel} (1 - 1/\kappa)^{1/2}$ для бикаппа-распределения и $\theta_{\perp,\parallel} = \beta_{\perp,\parallel} \times (1 - 1/(2\kappa))^{1/2}$ для продакт-бикаппа-распределения с использованием эффективных тепловых скоростей $\beta_{\perp,\parallel} = v_{T_{x,y}}/c$ вдоль осей *x* и *y* соответственно, так что параметр анизотропии

$$A = \beta_{\parallel}^2 / \beta_{\perp}^2 - 1 = \theta_{\parallel}^2 / \theta_{\perp}^2 - 1.$$
 (6)

В пределе $\kappa \to \infty$ распределения (4), (5) сводятся к бимаксвеллловскому:

$$\Psi(\beta) = \frac{1}{\pi \beta_{\perp} \beta_{\parallel}} \exp\left(-\frac{\beta_x^2}{\beta_{\perp}^2} - \frac{\beta_y^2}{\beta_{\parallel}^2}\right).$$
(7)

Его характерные сечения, как и сечения распределений (4), (5) при $\kappa = 2$, представлены на рис. 4а для параметра анизотропии A = 1. Здесь и ниже в иллюстрациях и расчетах для определенности полагаем $\beta_{\perp} = 0.1$: конкретное значение этого параметра не влияет на основные выводы работы. На рис. 46 для поставленной задачи показано расположение векторов электрического **E** и магнитного **B** полей рассматриваемых однородных гармоник необыкновенного типа $\exp(-i\mathbf{kr})$ с волновым вектором **k**, проекция на который электрического поля в общем случае не равна нулю: $E_k \neq 0$.

С целью анализа насыщения развивающейся ТМ-вейбелевской неустойчивости используем приближенный метод разложения по пространственным гармоникам решения уравнений Власова-Максвелла с шумоподобным начальным возмущением магнитного поля, обладающим примерно равномерным спектром в области неустойчивых волновых чисел. Такой метод можно применять в виду слабой нелинейности (квазилинейности) кинетического уравнения Власова в рассматриваемых условиях: для любой отдельной гармоники магнитного (и соответствующего электрического) поля $B_1(t, \mathbf{r}) = \operatorname{Re}[B_1(t) \exp(-i\mathbf{kr})]$ с волновым вектором **k** можно не учитывать кратные гармоники $\ell \mathbf{k}$ с целым $\ell > 1$ и необходимо учесть только три гармоники поправок к ФР, $\delta f_{\ell}(t, \mathbf{r}) = \operatorname{Re}[f_{\ell}(t) \exp(-i\ell k\mathbf{r})],$ со значениями $\ell = 0$, 1. 2. При этом наличие большого числа однотипных гармоник, обладающих случайными фазами и достаточно плотно заполняющих значимую область волновых векторов, обеспечивает гладкую форму и плавность изменения ФР, исключая сколько-нибудь значительные эффекты когерентной интерференции и допуская неадекватный вид ФР, например отрицательные ее значения, только при скоростях много больше эффективных тепловых, т.е. для очень малой, несущественной фракции электронов.

Применимость теории возмущений, а практически — соблюдение иерархии малости амплитуд последующих гармоник по сравнению с предыдущими (как гармоник ΦP , $\delta f_{\ell} \gg \delta f_{\ell+1}$, так и аналогичных гармоник магнитного или электрического полей) проверено нами в наиболее опасном случае задания лишь одной производящей гармоники с волновым вектором k, направленным вдоль x₀, ортогонально оси анизотропии у. В этом случае неустойчивость развивается быстрее всего, а задача фактически становится одномерной, причем нелинейно связываются все кратные гармоники $\Phi P \ell \mathbf{k} c \ell = 0, 1, 2, 3, ... и лишь нечетные$ гармоники ТМ-поля $\ell \mathbf{k}$ с $\ell = 1, 3, ...$ (в силу отсутствия токов на четных гармониках из-за свойств четности ΦP). Здесь и ниже x_0, y_0, z_0 – единичные орты декартовой системы координат.

Следуя теории возмущений до $\ell = 3$ и опуская очевидные осцилляторные уравнения для первой и третьей гармоник магнитного поля,

$$\mathbf{B} = \operatorname{Re} \left[B_{1}(t) \exp(-ikx) + B_{3}(t) \exp(-3ikx) \right] \mathbf{z}_{0}, \quad (8)$$

получающиеся из уравнений (2), (3) и в силу их линейности включающие только соответствующие первую и третью гармоники ФР, нетрудно прийти к следующей системе связанных уравне-

ний для кратных (комплексных) гармоник-возмущений ФР:

$$\frac{\partial f_0}{\partial t} + \hat{\phi}(\Omega_1, f_1^*) + \hat{\phi}^* (\Omega_1^*, f_1) = 0, \qquad (9)$$

$$\frac{\partial f_1}{\partial t} + ikv_x f_1 + 2\hat{\phi}(\Omega_1, F(\mathbf{v}) + f_0) + \hat{\phi}^*(\Omega_1^*, f_2) = 0, (10)$$

$$\frac{\partial f_2}{\partial t} + 2ikv_x f_2 + \hat{\phi}(\Omega_1, f_1) = 0, \qquad (11)$$

$$\frac{\partial f_3}{\partial t} + 3ikv_x f_3 + 2\hat{\phi}(\Omega_3, F(\mathbf{v})) + \hat{\phi}(\Omega_1, f_2) = 0.$$
(12)

Для сокращения записи введены оператор

$$\hat{\phi}(\Omega_{1}, f(\mathbf{v})) = \frac{i}{2k} \frac{\partial \Omega_{1}}{\partial t} \frac{\partial f(\mathbf{v})}{\partial v_{y}} - \frac{1}{2} \Omega_{1} \left(v_{x} \frac{\partial f(\mathbf{v})}{\partial v_{y}} - v_{y} \frac{\partial f(\mathbf{v})}{\partial v_{x}} \right)$$
(13)

и комплексная гирочастота $\Omega_1 = eB_1/(m_ec)$. Качественные оценки и численные решения полученной системы уравнений показывают, что насыщение отдельной основной гармоники магнитного поля $B_1(t)$, непосредственно создаваемой первой гармоникой $\Phi P f_1(t)$, по существу определяется согласованной динамикой нулевой и второй гармоник $\Phi P f_{0,2}(t)$, но не третьей (и высшими) гармониками магнитного поля и ФР. Благодаря слабой нелинейности (квазилинейности) процесса вейбелевской неустойчивости нарушение применимости используемой теории возмущений можно ожидать лишь для сильно изрезанных анизотропных функций распределения частиц, не представляющих интереса для рассматриваемого нами круга задач.

Используем последнее обстоятельство и в общем случае двумерно-неоднородной задачи с большим числом *m* · *s* неколлинеарных производящих гармоник { $(k_1; k_1), (k_1; k_2), \dots, (k_2; k_1), \dots, (k_m; k_s)$ } (их компоненты состоят из m проекций $\mathbf{k} \mathbf{x}_0$ и sпроекций ky_0), расположенных часто и перекрывающих всю существенную область волновых векторов неустойчивости. В этом представлении магнитное поле имеет вид суммы по целочисленному векторному индексу $\mathbf{n} = (n_x, n_y)$: B(t, x, y) = $\operatorname{Re}\sum_{n_x,n_y=1}^{m,s} B_{k_n}(t) \exp(-ik_{n_x}x - ik_{n_y}y)$. Аналогичный вид имеет каждая из двух кратных гармониквозмущений ΦP , т.е. компонент $\delta f_1(t, x, y)$ и $\delta f_2(t, x, y)$, разложенных на комплексные гармоники $f_{1k_n}(t)$ и $f_{2k_n}(t)$ соответственно; нулевая (действительная) гармоника $f_0(t) = \delta f_0(t)$ зависит только от вектора скорости и дает поправку к ФР, усредненную по плоскости x, y. Подобно обоснованному выше пренебрежению кратными коллинеарными гармониками, в приведенной ниже приближенной системе самосогласованных уравнений исключены неколлинеарные суммарные и разностные гармоники $\mathbf{k}_j + \mathbf{k}_i$, $\mathbf{k}_j - \mathbf{k}_i$, а также неколлинеарные гармоники вида $2\mathbf{k}_i \pm \mathbf{k}_j$ (результаты исследования нелинейного взаимодействия такого рода комбинаций двух производящих изолированных гармоник *i* и *j* будут изложены в отдельной работе):

$$\frac{\partial \Psi_0}{\partial \tau} + \sum_{n_x, n_y=1}^{m, s} \left(\hat{\Phi}(b_{K_n}, \Psi_{K_n}^*) + \hat{\Phi}^*(b_{K_n}^*, \Psi_{K_n}) \right) = 0, \quad (14)$$

$$\frac{\partial \Psi_{K_{n}}}{\partial \tau} + iK_{n_{x}}\beta_{x}\Psi_{K_{n}} + iK_{n_{y}}\beta_{y}\Psi_{K_{n}} +$$
(15)

+
$$2\hat{\Phi}(b_{K_{n}},\Psi(\mathbf{v})+\psi_{0})+\hat{\Phi}^{*}(b_{K_{n}}^{*},\psi_{2K_{n}})=0,$$

$$\frac{\partial \Psi_{2K_{n}}}{\partial \tau} + 2iK_{n_{x}}\beta_{x}\Psi_{2K_{n}} + 2iK_{n_{y}}\beta_{y}\Psi_{2K_{n}} + \hat{\Phi}(b_{K}, \Psi_{K}) = 0, \qquad (16)$$

$$\frac{\partial b_{K_{\mathbf{n}}}}{\partial \tau} = -ie_{yK_{\mathbf{n}}}K_{n_x} + ie_{xK_{\mathbf{n}}}K_{n_y}, \qquad (17)$$

$$\frac{\partial e_{xK_{\mathbf{n}}}}{\partial \tau} = ib_{K_{\mathbf{n}}}K_{n_{y}} - \beta_{\parallel}^{-1} \iint_{-\infty} \beta_{x} \Psi_{K_{\mathbf{n}}}(\tau, \beta_{x}, \beta_{y}) d\beta_{x} d\beta_{y}, \quad (18)$$

$$\frac{\partial e_{yK_{\mathbf{n}}}}{\partial \tau} = -ib_{K_{\mathbf{n}}}K_{n_{x}} + \beta_{\parallel}^{-1} \iint_{-\infty} \beta_{y} \Psi_{K_{\mathbf{n}}}(\tau, \beta_{x}, \beta_{y}) d\beta_{x} d\beta_{y}.$$
(19)

Здесь использованы безразмерные время и волновое число,

$$\tau = \omega_{\rm p} t, \quad K = \frac{kc}{\omega_{\rm p}}; \quad \omega_{\rm p}^2 = \frac{4\pi N e^2}{m_{\rm e}},$$

а также нормированные (комплексные) гармоники магнитного поля и ФР:

$$b_{K_{n}} = \frac{B_{K_{n}}}{\sqrt{8\pi N T_{\parallel}}}, \quad T_{\parallel} = \frac{m_{e}c^{2}\beta_{\parallel}^{2}}{2};$$

$$\psi_{\ell \cdot K_{n}} = \frac{c^{2}f_{\ell \cdot K_{n}}}{N}, \quad \ell = 0, 1, 2.$$
(20)

Комплексные компоненты электрического поля e_{xK_n} и e_{yK_n} (см. рис. 4б) нормированы так же, как магнитное поле b_{K_n} . Для двумерной задачи введен оператор

$$\hat{\Phi}(b_{K_n}, e_{xK_n}, e_{yK_n}, \psi(\beta)) = \frac{e_{yK_n}}{2} \frac{\partial \psi(\beta)}{\partial \beta_y} + \frac{e_{xK_n}}{2} \frac{\partial \psi(\beta)}{\partial \beta_x} - \frac{b_{K_n}}{2} \left(\beta_x \frac{\partial \psi(\beta)}{\partial \beta_y} - \beta_y \frac{\partial \psi(\beta)}{\partial \beta_x} \right),$$
(21)

который отличается от указанного ранее оператора (13) в одномерной задаче.

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ том 48 № 9 2022

Представленная система интегро-дифференциальных уравнений (14)–(19) с оператором (21) решалась стандартным методом Стёрмера-Верле (Leapfrog) [32]. Шаг по времени $d\tau$ составлял малую величину $d\tau \sim 0.05-0.5$ в сравнении с наименьшим временным масштабом рассматриваемой обезразмеренной системы уравнений, который определяется собственными длинами волн магнитного поля и тока ($\sim \pi/K$) и имеет порядок единицы. Расчетная сетка для нормированных скоростей β_x , β_y как переменных трех компонент (14)–(16) анизотропной ФР, разложенных по производящим гармоникам, выбиралась анизотропной с соответствующими шагами $d\beta_x \sim \beta_\perp/15$ и $d\beta_v \sim \beta_\parallel/15 = \beta_\perp \sqrt{1+A}/15$. Количество производящих пространственных гармоник $m \cdot s$ в типичных расчетах составляло несколько тысяч и выбиралось из условия независимости (с точностью до нескольких процентов) вычисляемого магнитного поля насышения неустойчивости от дальнейшего увеличения чисел *m* и *s*, что обычно имело место начиная с чисел ~100 и ~30 соответственно.

3. ОСОБЕННОСТИ НАСЫЩЕНИЯ НЕУСТОЙЧИВОСТИ ДЛЯ РАЗЛИЧНЫХ АНИЗОТРОПНЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ ЭЛЕКТРОНОВ

Основные результаты численного моделирования вейбелевской неустойчивости в двумерной задаче 2D2V суммированы на рис. 2 и 3 в представительном интервале параметров начальной анизотропии 0.1 ≤ A ≤ 20. Как и ожидалось, максимальная величина среднего квадрата нормированного магнитного поля $b_{sat}^2 =$ $= (8\pi NT_{\parallel})^{-1} \sum_{n} |B_{K_{n}}|^{2}$, достигаемая в ходе TM-неустойчивости и иногда называемая магнетизацией, растет с увеличением величины А. При малых значениях A < 1 рост оказывается довольно быстрым и зависящим от энергетического распределения электронов. Он теряет эту зависимость и замедляется при A > 1, останавливаясь на уровне немного выше 10% в пределе $A \ge 1$. О последнем свидетельствуют также контрольные расчеты. выполненные для бимаксвелловского распределения с A = 1, 10, 30 с использованием кода ЕР-ОСН [33] в 2D3V подходе, т.е. методом частиц в ячейках (PIC) с учетом зависимостей всех величин от двух пространственных координат и всех трех компонент скоростей электронов. Результаты применения обоих подходов совпадают с точностью порядка 10-30% и подтверждают известную оценку насыщающего магнитного поля, в которой обратный гирорадиус и гирочастота типичных частиц по порядку величины сравнива-



Рис. 2. Зависимость среднего квадрата нормированного насыщающего магнитного поля (см. (20)) от параметра анизотропии *А* для бикаппа-распределения (4) при $\beta_{\perp} = 0.1$ и различных значениях параметра каппа: $\kappa = 2$ – штрихи, $\kappa = \infty$ – сплошная кривая (бимаксвелловское распределение). В последнем случае крестиками показаны три контрольные точки, рассчитанные в рамках 2D3V кода EPOCH методом частиц в ячейках.



Рис. 3. Зависимость среднего квадрата нормированного насыщающего магнитного поля (см. (20)) от параметра анизотропии *А* для продакт-бикаппа-распределения (5) при $\beta_{\perp} = 0.1$ и различных значениях параметра каппа: $\kappa = 1$ – штрихпунктир, $\kappa = 2$ – штрихи, $\kappa = 4$ – пунктир, $\kappa = \infty$ – сплошная кривая (бимаксвелловское распределение).

ются соответственно с волновым числом и инкрементом наиболее сильно выросших гармоник поля [29, 34, 35], что было проверено для всех проведенных расчетов. Предшествующие анало-


Рис. 4. Зависимость инкремента γ (нормированного на плазменную частоту ω_p) среднеквадратичного магнитного поля от параметра анизотропии *A* для бикаппа-распределения (4) при $\beta_{\perp} = 0.1$ и различных значениях параметра каппа: $\kappa = 2 -$ штрихи, $\kappa = \infty$ сплошная кривая (бимаксвелловское распределение).

гичные расчеты для отдельных значений параметра анизотропии A = 24 и A = 99 см. в [11, 14].

Осуществленный впервые детальный расчет зависимости насыщающего магнитного поля от параметра анизотропии в данной геометрии задачи стал возможен благодаря разработанному методу на основе уравнений для гармоник (14)–(19), (21), который позволяет осуществлять вычисления во много раз быстрее, чем метод частиц в ячейках. С использованием последнего трехмерные расчеты подобной зависимости ни для какой геометрии еще не проводились, а детальные двумерные расчеты известны лишь для аксиально симметричного бимаксвелловского распределения частиц с осью наибольшей температуры, ортогональной плоскости расчета, для параметров анизотропии $A \sim 1-50$ [17, 18] (примеры насыщения аналогичной неустойчивости, называемой филаментационной, в случае двух встречных пучков частиц см. в [20, 30]). В указанном случае вейбелевской ТМ-неустойчивости насыщающее поле отличается от представленных на рис. 2, 3 значений на величину ~10-50%, что связано с учетом только ортогональных оси анизотропии волновых векторов, приводящим к двумерно изотропной турбулентности. В нашем случае, когда допустимы любые углы наклона волнового векторакоси анизотропии у, лежащей в плоскости расчета, спектр турбулентности оказывается существенно анизотропным и для насыщения неустойчивости магнитное поле должно нарасти до немного другой величины.

Проведенные нами одномерные расчеты по уравнениям (14)–(21) для набора гармоник с нулевой проекцией волнового вектора на ось у при $A \ge 1$ хотя и не являются вполне корректными. но дают тот же порядок величины турбулентного магнитного поля, ортогонального направлению наибольшей температуры, вдоль которого преимущественно возбуждаются вейбелевские токи и направлено электрическое поле (ТМ-волна в этом вырожденном случае становится обыкновенной). Сказанное согласуется с результатами давно проведенных одномерных PIC-расчетов 1D3V с осью неоднородности, параллельной оси анизотропии, вдоль которой температура минимальна; см, например, [16, 36, 37] и указанную там литературу. Для малых параметров анизотропии $A \ll 1$ одномерные расчеты, как и приближенная квазилинейная теория (ср. [20, 30, 38]), многократно занижают насыщающее магнитное поле и неприменимы для оценки его реальных значений в двумерной и трехмерной постановках задачи. При этом критерии насыщения, по-видимому, могут быть весьма чувствительны к виду ФР и геометрии задачи, определяющим типы неустойчивости, причем как ТМ- (для необыкновенной волны), так и ТЕ- (для обыкновенной волны) типы могут развиваться одновременно. Сравнительный анализ различных качественных критериев насыщения вейбелевской неустойчивости выходит за рамки настоящей работы; они обсуждаются, например, в работах [12, 14, 17, 36, 39].

Недостатком метода частиц в ячейках, кроме больших затрат вычислительных ресурсов, является высокий уровень численных шумов ФР частиц, вообще говоря, спектрально неравномерный. Это обстоятельство понижает точность и ограничивает возможность проведения корректных расчетов, особенно при малых параметрах анизотропии $A \ll 1$, когда ТМ- и ТЕ-неустойчивости развиваются настолько медленно, что скорость изотропизации частиц на шумовой компоненте электромагнитного поля становится сравнимой с инкрементом вейбелевской неустойчивости. Такого недостатка нет в развитом методе возмущений на основе пространственных гармоник, где шумы легко контролируются и могут быть адекватно заданы выбором подходящего спектра начального магнитного поля. Вместе с тем достоинством метода частиц в ячейках является кинетический учет всех трех компонент скорости частиц в двумерных (2D3V) и даже одномерных (1D3V) расчетах, отсутствующий в развитом здесь методе. Наконец, методом частиц в ячейках можно одновременно рассчитывать ТМ- и ТЕ-неустойчивости вейбелевского типа и другие кинетические неустойчивости, например пучковую для ленгмюровских волн. Таким образом, результаты расчетов согласно двум сравниваемым подходам вне рамок рассматриваемой рафинированной двумерной задачи о ТМ-турбулентности могут заметно различаться.

3.1. Бимаксвелловское и бикаппа-распределения

Согласно проведенным расчетам с использованием уравнений (14)-(21), для бимаксвелловского распределения средний квадрат насыщающего магнитного поля ТМ-вейбелевской неустойчивости b_{sat}^2 лишь немного, не более чем на 30%, превышает его значение для бикаппа-распределений при к ≥ 2; см. рис. 2. Более того, для этих бикаппа- и бимаксвелловского распределений характерные волновые числа k_x , отвечающие максимуму спектра развивающейся турбулентности в ортогональном оси анизотропии направлении **x**₀, и характерные ширины этого спектра вдоль осей х и у оказались почти идентичными как на линейной стадии неустойчивости, так и в течение ее долговременной квазилинейной эволюции. Близость значений насыщающего магнитного поля для указанных распределений (4) и (7) согласуется с близостью инкрементов обусловленных ими вейбелевских неустойчивостей (рис. 4), найденных из численных расчетов среднеквадратичного магнитного поля на этапе его экспоненциального роста задолго до момента насыщения. Эти инкременты лишь немного меньше максимальных инкрементов, вычисленных из соответствующих дисперсионных уравнений (о последних см., например, [1, 12, 13, 20, 23, 28]).

Полученный результат согласуется также с практически одинаковой формой деформации указанных **ФР** электронов к моменту насыщения неустойчивости, о чем можно судить, прежде всего, из найденных в наших расчетах пространственно однородных поправок $\delta f_0(v_x, v_y)$, т.е. $\psi_0(\beta_x,\beta_y)$. Соответствующая деформация ΦP вызвана совокупным действием всех гармоник квазимагнитостатической турбулентности и в свою очередь определяет квазилинейную эволюцию каждой из этих гармоник, непосредственно не взаимодействующих между собой: их начальное нарастание, длительное существование с медленным изменением амплитуды и последующее неизбежное затухание. Более подробный анализ данного круга явлений, изученных нами численно, заслуживает отдельной публикации и может позволить продвинуться в аналитическом описании двумерной ТМ-турбулентности после ее насыщения, а также дополнить имеющуюся квазилинейную теорию одномерной вейбелевской неустойчивости при малых значениях параметра анизотропии А [38].

Следует отметить, что для рассмотренных бикаппа- и продакт-бикаппа-распределений выбо-

рочные одномерные расчеты ТМ-турбулентности в пренебрежении ее зависимостью от кординаты вдоль оси анизотропии у показывают значительное отличие динамики спектра гармоник магнитного поля и ФР вдоль ортогональной оси x от более реалистичной динамики этого спектра в двумерной задаче на существенно нелинейной, долговременной стадии процесса. Впрочем, в проведенных двумерных расчетах вплоть до момента существенного нарушения начального экспоненциального роста среднеквадратичного магнитного поля спектр квазимагнитостатической турбулентности не успевает сильно расшириться вдоль оси анизотропии у и волновое число, отвечающее максимуму в спектре (и первоначально равное тому волновому числу, для которого инкремент максимален), уменьшается не более чем на 30%. Поэтому если насыщение наступает достаточно быстро после указанного момента времени, то одномерное приближение в рамках развитого метода пространственных гармоник хотя и не является вполне оправданным для расчета насыщающего магнитного поля b_{sat}, но позволяет определить его с точностью до фактора порядка 2 или даже лучше, включая случай довольно малых значений параметра анизотропии А. Для рассмотренных бикаппа-распределений, в том числе для бимаксвелловского, одномерное приближение оказывается неприменимым для вычисления b_{sat} при $A \leq 1$, поскольку тогда достижение насыщения неустойчивости затягивается на весьма длительный период ее нелинейной эволюции. Для продакт-бикаппа-распределений, рассматриваемых ниже, насыщение неустойчивости наступает раньше и одномерное приближение может быть применимо вплоть до $A \sim 0.1$. Сказанное подтверждается соответствующими одномерными и двумерными расчетами методом частиц в ячейках на основе кода ЕРОСН, которые являются гораздо более вычислительно затратными и были проведены нами лишь для отдельных наборов параметров.

3.2. Продакт-бикаппа-распределение

Детализируем сделанные выше общие утверждения применительно к продакт-бикаппа-распределению (5), для которого обнаруживается существенное влияние величины к на исследуемую зависимость насыщающего поля от начальной анизотропии ΦP , особенно в области ее малых величин A < 0.8 согласно рис. 3. Монотонные зависимости среднего квадрата насыщающего магнитного поля от параметра анизотропии A для различных величин к имеют разный наклон и пересекаются в одной точке A = 0.8. При $A \sim 0.1$ эти зависимости приближенно являются степенными с показателями, которые примерно равны



Рис. 5. Зависимость инкремента γ (нормированного на плазменную частоту ω_p) среднеквадратичного магнитного поля от параметра анизотропии *A* для продакт-бикаппа-распределения (5) при $\beta_{\perp} = 0.1$ и различных значениях параметра каппа: $\kappa = 1$ – штрихпунктир, $\kappa = 2$ – штрихи, $\kappa = 4$ – пунктир, $\kappa = \infty$ – сплошная кривая (бимаксвелловское распределение).

2/5, 2/3, 1, 2 для $\kappa = 1, 2, 4, \infty$ соответственно (и могут оказаться меньше при A < 0.1).

Ниже точки A = 0.8 квадрат насыщающего магнитного поля b_{sat}^2 значительно падает с ростом величины к, достигая минимального значения при $\kappa \to \infty$, т.е. для бимаксвелловского распределения. Напротив, выше указанной точки A = 0.8величина b_{sat}^2 растет с ростом к, хотя и не столь значительно, поскольку ее максимальное значение для величины к вблизи 1 составляет несколько процентов и всего в пару раз меньше предельно достижимого значения квадрата магнитного поля b_{sat}^2 , реализующегося для бимаксвелловского распределения и немного превышающего 10%.

Для продакт-бикаппа-распределений в отличие от бикаппа-распределений величина к гораздо значительнее влияет на нелинейную эволюцию как характерного волнового числа k_x , отвечающего максимуму спектра турбулентности и направленного в ортогональном оси анизотропии направлении x_0 , так и характерных ширин турбулентного спектра вдоль осей x и y. С ростом величины к уширение спектра вдоль оси анизотропии ФР увеличивается, тогда как ширина спектра поперек этой оси уменьшается одновременно с уменьшением указанной проекции k_x волнового вектора максимума турбулентного спектра. Подобное уменьшение наиболее существенно на начальной нелинейной стадии эволюции спектра (и становится довольно малым на поздней стадии, которой мы не интересуемся в настоящей работе).

Сделанное наблюдение согласуется с уменьшением при росте к инкремента нарастания магнитного поля (рис. 5), вычисленного на линейной стадии задолго до насыщения неустойчивости И примерно равного максимальному инкременту, получающемуся из соответствующего дисперсионного уравнения (см. о нем [1, 12, 13, 20, 23, 28]). Уменьшение инкремента с увеличением κ от 1 до ∞ значительно лишь для небольшой начальной анизотропии $A \leq 1$: для A = 1 инкремент уменьшается примерно вдвое, а для A = 0.1 - в 20 раз. Заметим, что в последнем случае почти в 20 раз уменьшается и квадрат насыщающего магнитного поля b_{sat}^2 (рис. 3). Вместе с тем это поле слабо зависит от величины к при большой начальной анизотропии $A \ge 1$.

Выведенная в настоящей работе система приближенных уравнений (14)–(19), (21) для TM-гармоник турбулентности позволяет исследовать насыщение вейбелевской неустойчивости и ее дальнейшую нелинейную эволюцию при малых величинах параметра анизотропии, включая область $A \leq 0.01$ (которая вряд ли легко доступна расчетам методом частиц в ячейках из-за неизбежных для него численных шумов). Подобная близость к порогу неустойчивости характерна для многих физических ситуаций, и особенности обсуждаемого эффекта насыщения роста TM-вейбелевской турбулентности в этих условиях заслуживают специального исследования.

4. ОБСУЖДЕНИЕ И ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В случае ТЕ-вейбелевской неустойчивости для волн обыкновенного типа [1, 6, 12, 28, 40], когда вектор электрического поля возмущения ортогонален плоскости, образованной волновым вектором возмущения и осью анизотропии ФР, аналогичные детальные расчеты насыщающего магнитного поля для тех или иных бикаппараспределений, включая бимаксвелловское, еще не проводились. Эта задача представляет интерес, поскольку в определенных условиях, например, для ФР в форме сплюснутого эллипсода или диска, значение инкремента ТЕ-вейбелевской неустойчивости может превышать его значение для одновременно развивающейся ТМ-неустойчивости. Вследствие многообразия и неопределенности параметров ФР, ожидаемых в различных условиях, даже для линейной стадии неустойчивости отсутствует сколько-нибудь полная картина зависимости максимальных ТЕ- и ТМ-инкрементов и соответствующих им оптимальных волновых чисел от параметра анизотропии А; ср., например, [22, 23, 39-41]. Имея в виду трудоемкость расчетов, подобную зависимость, как и аналогичную зависимость насыщающего магнитного поля, а тем более характера долговременной нелинейной эволюции вейбелевской турбулентности следует изучать для конкретного типа ФР в неравновесной плазме.

В этом отношении актуальны, например, задачи лабораторной астрофизики с лазерной плазмой [31, 42–45], получаемой абляцией различных мишеней фемтосекундными импульсами петаваттных лазеров, и задачи физики солнечного (звездного) ветра, начиная с корональных областей его происхождения и кончая границами между магнитными облаками в нем или областями его взаимодействия с магнитосферами планет [3, 25, 46–49]. Для обоих указанных классов задач имеется непосредственная возможность получать информацию как о распределении частиц по энергии, так и об анизотропии распределения частиц по скоростям. Наблюдаемое наличие надтеплового "хвоста" в энергетическом распределении частиц [21, 24, 50], свойственное различным каппа-распределениям, делает последние удобными для использования в численном моделировании процессов развития вейбелевской неустойчивости и генерации долгоживушей квазимагнитостатической турбулентности.

Начатое в настоящей работе исследование зависимостей насыщающего среднеквадратичного магнитного поля от параметров каппа к и анизотропии A представляется важным для оценки влияния такого рода турбулентности на ряд наблюдаемых явлений в лазерной и космической плазме. В частности, важными представляются найденные конкретные зависимости уровня насыщения вейбелевской турбулентности от параметра анизотропии, которые для одних ΦP (например, бикаппа- и бимаксвелловской) оказываются близкими, а для других (продакт-бикаппараспределений с разными значениями к) – сильно различающимися при A < 0.3.

Полученная и использованная нами система уравнений для взаимодействующих гармоник возмущений магнитного поля и ФР особенно перспективна для анализа эволюции квазимагнитостатической турбулентности в случае малой анизотропии ФР, т.е. при небольшом превышении порога вейбелевской неустойчивости, что является типичным, в частности, для плазмы солнечного ветра, а также для лазерной плазмы после прекрашения полкачки в нее энергичных электронов. Более того, эта система уравнений применима и для описания развития неустойчивости даже в отсутствие анизотропии эффективных температур немаксвелловской ФР, когда профиль энергетического распределения частиц играет определяющую роль [22, 23]. Для подобных задач преимущества расчета на основе предложенной системы уравнений по сравнению с обычным расчетом методом частиц в ячейках могут оказаться важными.

Кроме продолжения исследований в указанном направлении, в отдельной статье предполагается представить результаты исследования обнаруженного нами сильного влияния на ТМ-турбулентность внешнего крупномасштабного магнитного поля, ориентированного вдоль оси анизотропии ФР. Такое поле зачастую присутствует в космической плазме, в том числе в солнечном ветре, а на лазерную плазму может быть наложено извне, в частности, с целью проведения экспериментов по широко развиваюшейся лабораторной астрофизике. Как и в исслелованной выше залаче, в этих условиях ожилается существенная роль анизотропии пространственного спектра развивающейся мелкомасштабной квазимагнитостатической турбулентности, способной значительно изменить крупномасштабную структуру полного магнитного поля, а следовательно, и динамику неравновесной плазмы в нем. Естественно, в каждой конкретной ситуации необходимо сравнивать неустойчивость вейбелевского типа с другими возможными неустойчивостями анизотропной плазмы, особенно апериодическими [21, 48, 51-54] которые могут конкурировать в создании той или иной магнитной турбулентности. Подобный сравнительный анализ представляется весьма актуальным.

Работа поддержана грантом РНФ № 19-72-10111. Для численных расчетов использованы суперкомпьютерные ресурсы ЦКП ИПМ им. М.В. Келдыша РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. *Михайловский А.Б.* Теории плазменных неустойчивостей. М.: Атомиздат, 1971. 276 с.
- Кролл Н., Трайвелпис А. Основы физики плазмы. М.: Мир, 1975. 525 с.
- 3. *Baumjohann W., Treumann R.* Basic Space Plasma Physics. London : Imperial College Press, 2012. 496 p.
- *Treumann R.A.* // Astron. Astrophys. Rev. 2009. V. 17. P. 409.
 - https://doi.org/10.1007/s00159-009-0024-2
- Marcowith A., Bret A., Bykov A., Dieckman M.E., Drury L.O., Lembège B., Lemoine M., Morlino G., Murphy G., Pelletier G., Plotnikov I., Reville B., Riquelme M., Sironi L., Stockem Novo A. // Rep. Progress in Phys. 2016. V. 79. P. 046901. https://doi.org/10.1088/0034-4885/79/4/046901
- 6. *Gary S.P.* Theory of space plasma microinstabilities. Cambridge: Cambridge University Press, 1993. 184 p. https://doi.org/10.1017/cbo9780511551512
- 7. Weibel E.S. // Phys. Rev. Lett. 1959. V. 2. P. 83. https://doi.org/10.1103/physrevlett.2.83

- Zhou M., Zhdankin V., Kunz M.W., Loureiro N.F., Uzdensky D.A. // Proc. National Acad. Sci. 2022. V. 119. e2119831119. https://doi.org/10.1073/pnas.2119831119
- 9. Fried B.D. // Phys. Fluids. 1959. V. 2. P. 337. https://doi.org/10.1063/1.1705933
- 10. *Kalman G.* // Phys. Fluids. 1968. V. 11. P. 1797. https://doi.org/10.1063/1.1692198
- Morse R.L., Nielson C.W. // Phys. Fluids. 1971. V. 14. P. 830. https://doi.org/10.1063/1.1693518
- Кочаровский В.В., Кочаровский В.В., Мартьянов В.Ю., Тарасов С.В. // УФН. 2016. Т. 186. С. 1267. https://doi.org/10.3367/UFNr.2016.08.037893
- Lazar M., Schlickeiser R., Shukla P.K. // Phys. Plasmas. 2006. V. 13. P. 102107. https://doi.org/10.1063/1.2357047
- Stockem A., Dieckmann M.E., Schlickeiser R. // Plasma Phys. Controlled Fusion. 2009. V. 51. P. 075014. https://doi.org/10.1088/0741-3335/51/7/075014
- Schaefer-Rolffs U., Lerche I., Schlickeiser R. // Phys. Plasmas. 2006. V. 13. P. 012107. https://doi.org/10.1063/1.2164812
- Lemons D.S., Winske D., Gary S.P. // J. Plasma Phys. 1979. V. 21. P. 287. https://doi.org/10.1017/S0022377800021851
- 17. *Kato T.N.* // Phys. Plasmas. 2005. V. 12. P. 080705. https://doi.org/10.1063/1.2017942
- Borodachev L.V., Kolomiets D.O. // J. Plasma Phys. 2010. V. 77. P. 277. https://doi.org/10.1017/s0022377810000188
- Davidson R.C. // Phys. Fluids. 1972. V. 15. P. 317. https://doi.org/10.1063/1.1693910
- Ruyer C., Gremillet L., Debayle A., Bonnaud G. // Phys. Plasmas. 2015. V. 22. P. 032102. https://doi.org/10.1063/1.4913651
- Lazar M., López R., Shaaban S.M., Poedts S., Yoon P.H., Fichtner H. // Frontiers in Astron. Space Sci. 2022. V. 8. P. 77559. https://doi.org/10.3389/fspas.2021.777559
- Lazar M., Schlickeiser R., Poedts S. // Phys. Plasmas. 2010. V. 17. P. 062112. https://doi.org/10.1063/1.3446827
- Silva T., Afeyan B., Silva L. O. // Phys. Rev. E. 2021. V. 104. P. 035201. https://doi.org/10.1103/physreve.104.035201
- 24. Vasyliunas V.M. // J. Geophys. Res. 1968. V. 73. P. 2839. https://doi.org/10.1029/JA073i009p02839
- Livadiotis G. Kappa Distributions: Theory and Applications in Plasmas. Elsevier, 2017. 738 p. ISBN 978-0-12-804638-8.
- Livadiotis G., Nicolaou G., Allegrini F. // Astrophys. J. Suppl. Ser. 2021. V. 253. P. 16. https://doi.org/10.3847/1538-4365/abd4ed
- 27. *Pierrard V., Lazar M.* // Solar Phys. 2010. V. 267. P. 153. https://doi.org/10.1007/s11207-010-9640-2

- Vagin K.Y., Uryupin S.A. // Plasma Phys. Rep. 2014. V. 40. P. 393. https://doi.org/10.1134/s1063780x14040096
- Бородачёв Л.В., Гарасёв М.А., Коломиец Д.О., Кочаровский В.В., Мартьянов В.Ю., Нечаев А.А. // Изв. вузов. Радиофизика. 2016. Т. 59. С. 1107.
- Dieckmann M.E. // Plasma Physics and Controlled Fusion. 2009. V. 51. P. 124042. https://doi.org/10.1088/0741-3335/51/12/124042
- Romanov D.V., Bychenkov V.Y., Rozmus W., Capjack C.E., Fedosejevs R. // Phys. Rev. Lett. 2004. V. 93. P. 215004.
 - https://doi.org/10.1103/physrevlett.93.215004
- Birdsall C.K., Langdon A.B. Plasma Physics via Computer Simulation. CRC Press, 2018. 504 p. https://doi.org/10.1201/9781315275048
- Arber T.D., Bennett K., Brady C.S., Lawrence-Douglas A., Ramsay M.G., Sircombe N.J., Gillies P., Evans R.G., Schmitz H., Bell A.R., Ridgers C.P. // Plasma Phys. Controlled Fusion. 2015. V. 57. P. 113001. https://doi.org/10.1088/0741-3335/57/11/113001
- 34. Нечаев А.А., Гарасёв М.А., Кочаровский В.В., Кочаровский В.В. // Изв. высших учебных заведений. Радиофизика. 2019. Т. 62. С. 932.
- Garasev M.A., Nechaev A.A., Stepanov A.N., Kocharovsky V.V., Kocharovsky V.V. // J. Plasma Phys. 2022. Vol. 88. P. 175880301. https://doi.org/10.1017/S0022377822000423
- Stockem A., Dieckmann M.E., Schlickeiser R. // Plasma Phys. Controlled Fusion. 2010. V. 52. P. 085009. https://doi.org/10.1088/0741-3335/52/8/085009
- 37. Seough J., Yoon P.H., Hwang J. // Phys. Plasmas. 2015. V. 22. P. 012303. https://doi.org/10.1063/1.4905230
- Pokhotelov O.A., Amariutei O.A. // Annales Geophysicae. 2011. Vol. 29. P. 1997. https://doi.org/10.5194/angeo-29-1997-2011
- 39. Yoon P.H., Seough J.J., Kim K.H., Lee D.H. // J. Plasma Phys. 2011. V. 78. P. 47. https://doi.org/10.1017/s0022377811000407
- Rubab N., Chian A.C.-L., Jatenco-Pereira V. // J. Geophys. Res.: Space Phys. 2016. V. 121. P. 1874. https://doi.org/10.1002/2015ja022206
- Zaheer S., Murtaza G. // Phys. Plasmas. 2007. V. 14. P. 022108. https://doi.org/10.1063/1.2536159
- 42. Thaury C., Mora P., Héron A., Adam J.C., Antonsen T.M. // Phys. Rev. E. 2010. V. 82. P. 026408. https://doi.org/10.1103/physreve.82.026408
- Silva T., Schoeffler K., Vieira J., Hoshino M., Fonseca R.A., Silva L.O. // Phys. Rev. Res. 2020. V. 2. P. 023080.
 - https://doi.org/10.1103/physrevresearch.2.023080
- Shukla N., Schoeffler K., Boella E., Vieira J., Fonseca R., Silva L.O. // Phys. Rev. Res. 2020. V. 2. P. 023129. https://doi.org/10.1103/physrevresearch.2.023129
- 45. Zhang C., Hua J., Wu Y., Fang Y., Ma Y., Zhang T., Liu S., Peng B., He Y., Huang C.-K., Marsh K.A., Mori W.B., Lu W., Joshi C. // Phys. Rev. Lett. 2020. V. 125. P. 255001. https://doi.org/10.1103/physrevlett.125.255001

- Dudík J., Dzifčáková E., Meyer-Vernet N., Zanna G.D., Young P.R., Giunta A., Sylwester B., Sylwester J., Oka M., Mason H.E., Vocks C., Matteini L., Krucker S., Williams D.R., Mackovjak Š. // Solar Phys. 2017. Vol. 292. P. 100.
 - https://doi.org/10.1007/s11207-017-1125-0
- 47. *Marsch E.* // Living Rev. Solar Phys. 2006. V. 3. P. 1. https://doi.org/10.12942/lrsp-2006-1
- 48. *Yoon P.H.* // Rev. Modern Plasma Phys. 2017. V. 1. P. 4. https://doi.org/10.1007/s41614-017-0006-1
- Echim M.M., Lemaire J., Lie-Svendsen Ø. // Surveys Geophys. 2010. V. 32. P. 1. https://doi.org/10.1007/s10712-010-9106-y
- Maksimovic M., Zouganelis I., Chaufray J.-Y., Issautier K., Scime E.E., Littleton J.E., Marsch E., McComas D.J., Salem C., Lin R.P., Elliott H. // J. Geophys. Res.: Space

Phys. 2005. V. 110. A09104. https://doi.org/10.1029/2005ja011119

- Shaaban S.M., Lazar M., Wimmer-Schweingruber R.F., Fichtner H. // Astrophys. J. 2021. V. 918. P. 37. https://doi.org/10.3847/1538-4357/ac0f01
- 52. Shaaban S.M., Lazar M., López R.A., Fichtner H., Poedts S. // Monthly Notices Royal Astron. Soc. 2019. V. 483. P. 5642–5648. https://doi.org/10.1093/mnras/sty3377
- Dieckmann M.E., Folini D., Bret A., Walder R. // Plasma Phys. Controlled Fusion. 2019. Vol. 61. P. 085027. https://doi.org/10.1088/1361-6587/ab2b2d
- 54. Stockem Novo A., Yoon P.H., Lazar M., Schlickeiser R., Poedts S., Seough J. // Phys. Plasmas. 2015. V. 22. P. 092301. https://doi.org/10.1063/1.4929852

846

____ ДИНАМИКА __ ПЛАЗМЫ

УДК 533.9

РЕНТГЕНОВСКИЙ ФИЛЬТР С ИЗМЕНЯЮЩИМСЯ ПРОПУСКАНИЕМ ДЛЯ ЭКСПЕРИМЕНТОВ ПО ВОЗДЕЙСТВИЮ МУЛЬТИТЕРАВАТТНОГО ИМПУЛЬСА МЯГКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА МИШЕНИ

© 2022 г. В. В. Александров^{*a*}, А. В. Браницкий^{*a*}, Е. В. Грабовский^{*a*}, А. Н. Грицук^{*a*}, К. Н. Митрофанов^{*a*, *}, Г. М. Олейник^{*a*}, И. Н. Фролов^{*a*}, М. М. Баско^{*b*}

^а ГНЦ РФ "Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований", Москва, Россия ^b Институт прикладной математики им. М.В. Келдыша РАН, Москва, Россия *e-mail: mitrofan@triniti.ru

Поступила в редакцию 15.04.2022 г. После доработки 02.06.2022 г. Принята к публикации 10.06.2022 г.

Представлены результаты экспериментов по воздействию мягкого рентгеновского излучения (МРИ) на тонкие лавсановые (майларовые) пленки микронной толщины. Основным результатом исследований являлась разработка и тестирование адаптивного фильтра – фильтра из майларовой (далее, Му) пленки с изменяющейся во времени прозрачностью, необходимого для профилирования импульса мультитераваттного МРИ в экспериментах по радиационной абляции мишеней из слоев некоторых металлов (напр. Al, Ni, In, Sn, Au, Bi и др.), проводимых в настоящее время на установке Ангара-5-1. Подобная пленка будет поглощать почти всю энергию предварительного импульса (т.н. "*предымпульса*") и становиться "прозрачной" к моменту возникновения основного тераваттного импульса излучения. Расстояние между этой пленкой и исследуемой мишенью выбрано так, чтобы не повреждать мишень разлетающимся веществом фильтра при его радиационном нагреве. Таким образом, начальная плотность слоев мишени в момент ее облучения основным импульсом МРИ значительно увеличится. Применение адаптивного фильтра позволяет определить изменение прозрачности слоев мишени в более широкой области начальных значений ее плотности и уменьшить влияние динамики разлета мишени на точность измерения ее спектральной прозрачности.

Ключевые слова: динамика плазмы, Z-пинч многопроволочной сборки, рентгеновское излучение, радиационный нагрев мишени, фильтр с изменяющейся прозрачностью **DOI:** 10.31857/S0367292122700160

1. ВВЕДЕНИЕ

Токовая имплозия вольфрамовых многопроволочных сборок в генераторах сверхвысокой электрической мощности используется для получения высокотемпературной плотной плазмы, которая является источником теплового излучения высокой интенсивности (10-350 TBt, hv > > 100 эВ) [1, 2]. Такое мягкое рентгеновское излучение (МРИ) широко применяется в экспериментах по физике высокой плотности энергии, в частности, для радиационной абляции мишеней из различных вешеств [3–6]. в том числе в исследованиях различных схем инерциального термоядерного синтеза [7, 8], астрофизики. В последнем случае, например, измеряются фундаментальные свойства материала, такие как непрозрачность внутризвездной плазмы [9, 10], уширение линий в фотосферах белых карликов [11], проверяется достоверность гидродинамического моделирования, основанного на оценках данных о непрозрачности звезд [12].

Исследования воздействия мощного рентгеновского излучения на различные материалы ведутся на крупнейших электрофизических установках мира, в частности, на установках Z в США, Julong-1 (PTS) в КНР и Ангара-5-1 в России [13–15].

Особенностью экспериментов на установке Ангара-5-1 по радиационной абляции мишеней и измерении прозрачности разлетающегося вещества мишени является профиль греющего импульса МРИ, который имеет т.н. "*предымпульс*" и основную составляющую P_{SXR}^{max} (см. рис. 1). Основной импульс излучения тераваттной мощности длительностью 5–10 нс, возникающий при имплозии проволочного лайнера предваряется длительным ~60–70 нс и на 1–2 порядка менее мощным импульсом излучения. Эксперименты и



Рис. 1. Временные зависимости: мощности МРИ (P_{SXR}) и коэффициента пропускания адаптивного фильтра (K_{tr}) . t^* – момент начала резкого увеличения прозрачности адаптивного фильтра; t_{max} – момент пиковой мощности излучения P_{SXR}^{max}

расчеты [16] показывают, что энергии этого предымпульса достаточно для предварительного нагрева, ионизации и расширения облучаемого образца мишени. К моменту начала основного импульса излучения мишень уже успевает заметно (с долей микрона до десятых долей миллиметров) расшириться с твердотельного состояния, при этом ее начальная плотность падает на 2-3 порядка величины. Возможность в эксперименте изменять временной профиль МРИ при помощи адаптивного фильтра позволит отделить эффекты, связанные с воздействием длительного предымпульса источника излучения на фронтальную поверхность мишени до момента основного импульса излучения. Как следствие, это позволяет уменьшить влияние динамики разлета мишени на точность измерения спектральной прозрачности плазмы мишени. При этом можно будет исследовать параметры мишени при тех же значениях температуры плазмы, но при больших значениях плотности. Для ослабления воздействия "предымпульса" излучения на мишень предлагается использовать адаптивный фильтр.

Под адаптивным фильтром (фильтр с изменяющейся прозрачностью) будем понимать такую пластиковую пленку, вещество которой при радиационной абляции переходит в плазменное состояние с изменяющимся во времени коэффициентом ослабления рентгеновского излучения. Прозрачность такого фильтра зависит от спектра и мощности падающего на него излучения. В идеальном случае такой адаптивный фильтр должен обеспечивать надежное подавление предымпульса излучения ($K_{tr} = 0$), а к моменту начала генерации основного импульса МРИ его пропускание скачкообразно должно вырасти до 100% (см. рис. 1). В реальном же эксперименте адаптивный фильтр будет увеличивать свою прозрачность

 (K_{tr}^{exp}) для рентгеновского излучения за конечное время и не до максимальной величины. Выбор толшины пленки необхолимо полобрать экспериментально так, чтобы прозрачность фильтра менялась не менее чем в 2 раза к началу основного импульса МРИ (т.н. "контраст"). Это отсечет длинноволновую часть спектра излучения (λ ≥ \geq 120 Å), тем самым позволит сократить длительность начальной стадии облучения (экспозиции) мишени и сохранить ее вещество до нагрузки основным импульсом излучения в плотном состоянии. При этом необходимо избежать воздействия разлетающегося вещества адаптивного фильтра на исследуемую мишень, чтобы исключить изменения ее свойств. Для этого расстояние между фильтром и мишенью выбирается так, чтобы расширяющаяся плазма фильтра на стадии предымпульса МРИ не успевала достигнуть фронтальной поверхности мишени. В качестве адаптивного фильтра предполагается использовать тонкие лавсановые пленки.

Исходя из вышесказанного, цели работы состояли в получении экспериментальных данных:

 об индуцированной прозрачности (увеличении коэффициента пропускания) лавсановых пленок различной толщины, которая возникает при облучении их мощными импульсами излучения Z-пинча многопроволочной сборки с флюенсом до 10 кДж/см²;

 – о динамике разлета плазмы лавсановых пленок, образованной при одностороннем облучении мягким рентгеновским излучением Z-пинча.

Эти данные необходимы для выбора адаптивного фильтра в экспериментах по облучению мишеней типа "металл-пленка" — лавсановых пленок, металлизированных различными веществами (Ni, In, Sn, Au и Bi).

1. ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТА И ОСНОВНЫЕ ДИАГНОСТИЧЕСКИЕ СРЕДСТВА

Эксперименты по исследованию адаптивного фильтра рентгеновского излучения выполнены на мощной электрофизической установке мегаамперного тока Ангара-5-1 [15]. Применяемая на установке методика эксперимента позволяла в одном выстреле проводить измерения спектральной прозрачности плазмы мишени, ее собственного излучения, скорости разлета плазмы и спектральную мощность облучающего импульса. Причем импульс излучения Z-пинча, возникающий при сжатии плазмы вольфрамовой проволочной сборки, служит источником нагрева мишени и преобразования ее вещества в горячий расширяющийся слой плазмы в процессе радиационной абляции. Кроме того, данное излучение является также зондирующим. Одновременно с



Рис. 2. Схема регистрации в экспериментах по исследованию пропускания адаптивного фильтра: а) – расположение мишени относительно источника МРИ (Z-пинча), рентгеновской камеры (СХР6), ВУФ-спектрографа (GIS-3d), ВРД, калориметра и лазерного теневого зондирования (LAS). Один из адаптивных фильтров (или мишень) расположени между Z-пинчом и рентгеновской камерой, другой – между Z-пинчом и спектрографом для определения пропускания рентгеновского излучения Z-пинча; б) – слева представлено одно из 10-ти рентгеновских изображений (кадр № 1), справа – радиальные распределения интегральной интенсивности $B(x, t_1)$ этого кадра за адаптивным фильтром и без него (соответствующие кривые 1 и 2), области интегрирования I и II для построения кривых 1 и 2 показаны пунктирными прямоугольниками.

-0.5

0

х, см

0.5

0.5

х, см

-0.5 0

проходящим через плазму излучением Z-пинча регистрируется собственное рентгеновское свечение нагретой плазмы, которое необходимо учитывать при определении спектрального коэффициента пропускания плазмы мишени. Такая методика измерений излучения Z-пинча, прошедшего через слой плазмы мишени, позволяет корректно определить спектральный коэффициент пропускания этой плазмы. В случае мишеней с небольшим атомным номером, например Al (Z = 13) [4-6] или лавсановой пленки $(Z_{eff} \approx 4.5)$, вклад собственного излучения незначителен по сравнению с падающим и прошедшим мишень излучением Z-пинча. Следует также заметить, что для мишеней из материалов со средним или высоким значением атомного номера Z (Ni, In, Sn, Au, Bi) вкладом собственного излучения плазмы при определении непрозрачности уже пренебречь нельзя. Влияние самоизлучения мишени потенциально значительно, зависит от времени, температуры самой мишени, и его можно уменьшить двумя способами: либо зондирующий источник излучения должен быть намного ярче, чем собственное излучение плазмы мишени, либо необходимо проводить измерения собственного излучения мишени в ходе эксперимента [16].

В представленных в данной работе экспериментах генерация импульса рентгеновского излучения происходила при сжатии вольфрамовой проволочной сборки диаметром 10 мм, состояшей из 60-ти тонких 6 мкм проволок. Линейная масса проволочной сборки была 330 мкг/см, высота – 16 мм. Импульс мощности МРИ имел амплитуду до 10 ТВт и длительность на половине его высоты (FWHM) ~ 6-10 нс. Происходило воздействие таким импульсом излучения на образец мишени, расположенный в 1.1 см от оси источника излучения на рамке-держателе (см. рис. 2а). Вещество мишени изготовлено из одного или нескольких слоев полиэтилентерефталатовой (лавсановой или майларовой, (C₁₀H₈O₄)_n) пленки микронной толщины – 0.6 мкм и 2.37 мкм. Про-

№ выстрела	Тип мишени	Поверхностная масса слоев в мишени, мкг/см ²	Толщина слоев в мишени, мкм	Примечание
6870-6872	Му	84.0	0.6	однослойная мишень
6865, 6866, 6875	$My^* + My$	84.0 + 84.0 = 168.0	0.6 + 0.6 = 1.2	двухслойная мишень
6483, 6863, 6876	Му	340.0	2.37	однослойная мишень
6882, 6926, 6927	$My^* + My$	340.0 + 84.0 = 424.0	2.37 + 0.6 = 2.97	двухслойная мишень
6879, 6880	$My^* + My + My$	340.0 + 84.0 + 84.0 = 508.0	2.37 + 0.6 + 0.6 = 3.57	трехслойная мишень
6878	$My^* + My$	340.0 + 340.0 = 680.0	2.37 + 2.37 = 4.74	двухслойная мишень
6900, 6902**, 6907,	-	-	-	рамки без мишени,
6910, 6911				затенение апертуры
				смотровых окон

Таблица 1. Параметры облучаемых мишеней из майлара

Примечание: * – обозначена поверхность мишени, обращенная в сторону излучателя (Z-пинча); ** – в выстреле № 6902 рамка со стороны лазерной диагностики наполовину своей высоты закрыта Му, 2.97 мкм.

межуточные значения толщин пленок получались комбинацией указанных значений. Основные параметры мишеней представлены в табл. 1.

Для решения поставленных задач в экспериментах были использованы следующие диагностические методики: датчики излучения (вакуумные рентгеновские диоды (ВРД) и термопарный калориметр типа ВЧД), многокадровая рентгеновская камера СХР6 и дифракционный ВУФ-спектрограф скользящего падения (GIS-3d) с пространственным и временным разрешением (см. рис. 2a).

1.1. Методика определения коэффициента пропускания при помощи системы многокадровой регистрации рентгеновских изображений. Проверка методики

Для регистрации рентгеновского излучения Z-пинча, прошедшего через плазму адаптивного фильтра (или мишени), использовался многокадровый рентгеновский регистратор СХР6 на основе микроканальной пластины (МКП) [6] с регистрацией изображений на цифровую ПЗС-камеру СПМ20 [17] и дальнейшей компьютерной обработкой 16-битных цифровых файлов полученных изображений. Экспозиция кадров была выбрана около 1 нс, что повысило порог регистрации излучения и тем самым уменьшило вклад собственного свечения тыльной стороны плазмы мишени в регистрируемое изображение [6]. Количество кадров в съемке – 10. Временные промежутки между кадрами были 2 нс для более точного определения момента возникновения индуцированного рентгеновским излучением изменения пропускания плазмы лавсановой пленки. Камера снабжена фильтром из полипропилена толщиной 1 мкм (hv > 70 эВ или $\lambda < 180$ Å). Зарегистрированные камерой СХР6 рентгеновские изображения

плазмы являются интегральными по спектру излучения в области ее чувствительности.

Для каждого из 10-ти моментов времени $t_1...t_{10}$ регистрации кадровых изображений построены радиальные распределения интегральной интенсивности $B_I(x, t_i)$ и $B_{II}(x, t_i)$ (см. кривые 1 и 2 на рис. 26) из областей I и II — областей прошедшего через плазму мишени излучения и прошедшего мимо мишени, соответственно. Кривые 1 и 2 получены путем интегрирования двумерных распределений интенсивности пикселей цифрового изображения B(x, y) по высоте h (вдоль направления y) некоторой прямоугольной области, как показано на рис. 26, согласно следующему выражению

$$B(x) = \frac{1}{\Delta h} \int_{h_1}^{h_2} B(x, h) dh, \qquad (1)$$

где B(x, y) – двумерное распределение интенсивности пикселей кадрового изображения (в числе отсчетов интенсивности пикселя от 0 до 65536), $\Delta h = h_2 - h_1$ – высота областей интегрирования I и II по координате h в см, x, y – координаты на изображении в см. В нашем случае отношение $B_{II}(x, t_i)/B_{I}(x, t_i)$ с учетом фона кадрового изображения определяет коэффициент пропускания $K_{tr}(t_i)$ рентгеновского излучения пинча плазменным слоем мишени. Следует особо отметить, что регистрация излучения, прошедшего сквозь плазму мишени, и излучения Z-пинча на каждом из 10-ти участков МКП (чувствительный элемент камеры СХРб) избавляет нас при определении коэффициента K_{tr} от учета различий между напряжениями питания участков МКП 10-ти кадров, а также различий в площадях обскурных отверстий, формирующих изображения объекта на соответствующих участках МКП.

850



Рис. 3. Проверка методики многокадровой регистрации рентгеновских изображений СХР6 (выстрелы № 6900 и № 6902): а) – *вверху*: фотография взаимного расположения смотрового окна рамки (В × Ш) 5 × 10 мм и вольфрамовой проволочной сборки в межэлектродном зазоре установки; *внизу*: временные зависимости: 1 – интегрального по спектру коэффициента пропускания смотрового окна рамки без мишени; 2-4 – мощности МРИ в различных спектральных диапазонах – hv > 20 эВ (в отн. ед.), hv > 100 эВ (в абс. ед.), hv > 600 эВ (в отн. ед.), соответственно; б) – рентгеновские кадры сжатия плазмы многопроволочной сборки. Экспозиции рентгеновских кадров t_1-t_{20} – около 1 нс. Анод – вверху, катод – внизу.



Рис. 4. Проверка методики многокадровой регистрации рентгеновских изображений СХР6 (выстрелы № 6907 и № 6910): а) – *вверху*: фотография взаимного расположения смотрового окна рамки (В × Ш) 3.5×8 мм и вольфрамовой проволочной сборки в межэлектродном зазоре установки; *внизу*: временные зависимости: *1* – интегрального по спектру коэффициента пропускания смотрового окна рамки без мишени; *2*–*4* – мощности МРИ в различных спектральных диапазонах – *hv* > 20 эВ (в отн. ед.), *hv* > 100 эВ (в абс. ед.), *hv* > 600 эВ (в отн. ед.), соответственно; б) – рентгеновские кадры сжатия плазмы многопроволочной сборки. Экспозиции рентгеновских кадров t_1-t_{20} – около 1 нс. Анод – вверху, катод – внизу.

На рис. За,б представлены результаты проверки методики многокадровой регистрации рентгеновских изображений СХР6. В выстрелах № 6900 и № 6902 проведены измерения яркости изображения Z-пинча за рамкой без мишени $B_{II}(x, t_i)$ и под рамкой $B_{I}(x, t_{i})$. Размер смотрового окна в рамке был (В × Ш) 5 × 10 мм. Построена временная зависимость отношения $K_{tr} = B_{II}(x, t_{i})/B_{I}(x, t_{i})$ на 10 моментов времени в каждом выстреле, отсчитанных от момента пиковой мощности МРИ



Рис. 5. Сравнение спектральной плотности мощности излучения Z-пинча (в отн. ед.) многопроволочной сборки (40W проволок линейной массы 220 мкг/см, диаметр сборки – 12 мм, высота – 16 мм), измеренной ВУФ-спектрографом GIS-3d из прианодной (S_a) и прикатодной (S_c) областей: а) – фотография типичной W-сборки в межэлектродном зазоре установки. Спектральные зависимости в различные моменты времени относительно момента пиковой мощности МРИ: 6) – отношения величин S_a/S_c ; в) – величин S_a и S_c .

 $(t - t_{max} = 0)$. Из кривой *1* следует (см. рис. 3а), что на стадии предымпульса МРИ вплоть до момента $t - t_{max} = 0$ нс отношение K_{tr} составляет 1.01 ± 0.05, а к моменту +20 нс падает до уровня 0.70 ± 0.04. Возможной причиной такого падения величины K_{tr} является перекрытие веществом рамки смотрового окна под воздействием радиационной абляции (подробней см. п. 2.1). В период времени от 0 нс до +6 нс значение коэффициента K_{tr} лежит в диапазоне 0.9 ± 0.1, что еще является приемлемым для определения коэффициента прозрачности плазмы мишени с относительной погрешностью 10–15%.

Аналогичная картина наблюдается и в случае рамки с меньшим размером окна (В × Ш) 3.5×10 мм (см. рис. 4). Уже вблизи момента пиковой мощности МРИ величина $K_{tr} < 1$ и составляет 0.86 ± 0.08 , а к моменту +19 нс падает до меньше-го уровня 0.50 ± 0.12 , чем в случае рамки с боль-

шим окном 5×10 мм. Таким образом, для рамки с меньшей начальной апертурой смотрового окна наблюдается более раннее перекрытие его плазмой.

1.2. Методика спектральных измерений излучения Z-пинча и коэффициента пропускания плазмы мишеней

Спектральный состав излучения Z-пинча, падающего и прошедшего через мишень, собственного излучения плазмы мишеней регистрировался при помощи ВУФ-спектрографа (GIS-3d) скользящего падения [18, 19] в три момента времени. Пространственное разрешение спектрографа в аксиальном направлении (вдоль оси пинча) составляло для энергии фотонов более 100 эВ порядка 250 мкм, время экспозиции кадров около 1.5 нс. Учет вклада высших порядков отражения решетки был необходим при восстановле-



Рис. 6. Проверка методики регистрации ВУФ-спектров GIS-3d (выстрелы № 6907 и № 6911): *слева* — фотография взаимного расположения смотрового окна рамки (В × Ш) 3.5 × 8 мм и вольфрамовой проволочной сборки в межэлектродном зазоре установки; *справа* — спектральный коэффициент пропускания смотрового окна рамки размерами (В × Ш) 3.5 × 8 мм без мишени на различные моменты времени относительно пика импульса мощности МРИ.

нии спектров излучения и проводился на основе экспериментальной проверки вклада во второй и третий порядки отражения. Обратная задача восстановления исходного спектра излучения решалась с помощью разработанного итерационного метода, подобно методике, подробно описанной в работе [20].

Спектральная зависимость коэффициента пропускания определялась по данным ВУФ-спектроскопии согласно следующему выражению

$$K_{tr\lambda}(\lambda,t) = \frac{(I_p(\lambda,t) - I_b(\lambda,t)) - (I_{self}(\lambda,t,\varphi=0) - I_b(\lambda,t))}{I_{in}(\lambda,t) - I_b(\lambda,t)},$$
(2)

где $I_p(\lambda, t)$, $I_{in}(\lambda, t)$, $I_{self}(\lambda, t, \varphi = 0)$ и $I_b(\lambda, t)$ – соответственно интенсивности прошедшего, падающего излучения пинча, собственного свечения плазмы мишени в направлении нормали к ее поверхности и фонового излучения, зарегистрированного на цифровом изображении спектра.

В нашей постановке эксперимента для нахождения коэффициента $K_{tr\lambda}(\lambda, t)$ по формуле (2) предполагалось, что спектры излучения Z-пинча падающего на рамку с мишенью (в прианодной области) и прошедшего мимо (в прикатодной области) идентичны. Однако, это условие может не соблюдаться на различных стадиях имплозии Wсборки. Например, из-за наблюдавшегося во многих экспериментах с проволочными сборками "зиппер-эффета" – опережающего сжатия плазмы в прикатодной области проволочной сборки относительно плазмы в прианодной области. Поэтому, для выяснения спектральных отличий источника МРИ в прианодной и прикатодной областях сделаны измерения ВУФ-спектрографом с пространственным разрешением вдоль оси проволочной сборки, как показано на рис. 5а. Проведено сравнение спектральной плотности мощности излучения из прианодной (S_a) и прикатодной (S_c) областей W-сборки, зарегистрированных во временном интервале (-17, +15) нс относительно момента пиковой мошности МРИ (t_{max}) , в виде отношения S_a/S_c (см. рис. 56). Спектральные зависимости $S_a(\lambda)$ и $S_c(\lambda)$ представлены на рис. 5в соответствующими кривыми 1 и 2. Из рис. 56 следует, что задолго до пика мощности МРИ на -17 нс наблюдается сильное отличие зависимостей $S_a(\lambda)$ и $S_c(\lambda)$, при этом отношение кривых $S_a(\lambda)/S_c(\lambda)$ в диапазоне $\lambda \in \sim (50, 220)$ Å равняется 1.32 ± 1.03 , а максимумы зависимостей $S_c(\lambda)$ и $S_a(\lambda)$ находятся на длинах волн λ_{max} 115 и 125 Å соответственно. Этому соответствует оценка цветовой температуры плазмы $T_{spectr} \approx 20$ эВ. К моменту времени -6 нс значение температуры *T_{spectr}* становится около 30 эВ. К этому моменту времени различие спектрального состава излучения из прианодной и прикатодной областей Wсборки нивелируется и отношение $S_a(\lambda)/S_c(\lambda) \approx 1$, которое сохраняется вплоть до момента времени +15 нс. При этом максимум спектра излучения Z-пинча смещается в коротковолновую часть с $\lambda \in \sim (75, 85) \text{ Å}.$

Таким образом, в интервале регистрации ВУФ-спектрографа $t - t_{max} \in (-6, +15)$ нс спектральный состав источника излучения одинаков вдоль его высоты.

Для ВУФ-спектрографа была сделана оценка разлетающегося вещества рамки-держателя без мишени в пропускание смотрового окна размерами (В × Ш) 3.5×8 мм. Пропускание $K_{tr}(\lambda, t_i)$ в спектральном диапазоне $\lambda \in (40, 200)$ Å оценивалось как отношение спектральных плотностей мощности излучения Z-пинча прошедшего сквозь смотровое окно и вне рамки в различные моменты времени регистрации (см. рис. 6).

Как следует из представленного рисунка, до момента генерации основного импульса МРИ пропускание смотрового окна рамки остается на уровне 0.8–1.0. После момента пиковой мощности к +2 нс его пропускание начинает уменьшаться. Существенное падение величины $K_{tr\lambda}$ (λ , t_i) до уровня 0.4–0.6 наблюдается во всем указанном



Рис. 7. Постановка эксперимента: а) – спектральный коэффициент пропускания различных пленок: *1* – полипропиленовой (PP, 1 мкм – фильтр рентгеновской камеры СХР6), *2*–*5* – лавсановой различной толщины 0.6 мкм, 1.2 мкм, 2.37 мкм и 2.97 мкм, соответственно; б) – спектральная чувствительность ВРД за различными фильтрами (от энергии фотонов излучения): *1* – датчик s2e (углеродный катод за 316 мкг/см² лавсана); *2* – датчик s3e (молибденовый катод за 316 мкг/см² лавсана); *2* – датчик s3e (молибденовый катод за Al 0.75 мкм [202 мкг/см²]); *3* – датчик s4e (молибденовый катод за Al 6 мкм [1620 мкг/см²]). Серым прямоугольником на рисунке выделен наиболее представительный спектральный (ВУФ-) диапазон энергии фотонов, излучаемых при сжатии Z-пинча многопроволочной сборки на установке Ангара-5-1.

спектральном диапазоне уже к 12 нс после пика мощности МРИ. Это вполне согласуется с динамикой изменения пропускания смотрового окна, зарегистрированной 10-кадровой рентгеновской камерой (см. рис. 4). Так же следует отметить, что наибольшее падение уровня пропускания смотрового окна наблюдается для длинноволновой части спектра $\lambda > 120$ Å.

Регистрация мощности и энергии МРИ в различных спектральных диапазонах осуществлялась при помощи ВРД и термопарного калориметра типа ВЧД-3. Калориметр располагался на расстоянии ~3.5 м от пинча в радиальном направлении. Погрешность измерения импульсов электромагнитной энергии термопарными калориметрами не превышает ~15%. Измерения показали, что вклад оптического излучения плазмы и плазменных потоков из пинча в сигнал с калориметрических датчиков ВЧД-3 пренебрежимо мал по сравнению со вкладом в его сигнал от рентгеновского излучения [21]. Учитывая вид спектра мягкого рентгеновского излучения Z-пинча проволочных и волоконных сборок, сигнал термопарного калориметра в основном обусловлен квантами рентгеновского излучения с энергией выше 5-10 эВ. Заметим, что указанная нижняя граница энергий квантов весьма условная. Набор ВРД был размещен на том же расстоянии, что и калориметр ВЧД-3. Вакуумные рентгеновские диоды за разными фильтрами регистрировали импульс мягкого рентгеновского излучения в спектральном диапазоне от 20 эВ вплоть до 1-2 кэВ. Спектральная чувствительность рентгеновской камеры СХР6 за фильтром из полипропилена толщиной 1 мкм, показана на рис. 7а. Там же приведено т.н. "холодное" пропускание лавсановых пленок различной толщины, серым прямоугольником выделен наиболее представительный спектральный диапазон излучаемой энергии при сжатии Z-пинча многопроволочной сборки

на установке Ангара-5-1. В этом же диапазоне энергий фотонов лежит спектральная чувствительность рентгеновской камеры СХР6 ($h\nu >$ > 70 эВ или $\lambda <$ 180 Å). Спектральные чувствительности ВРД в диапазоне от 0 до 800 эВ с учетом фотокатодов датчиков [22] и выбранных фильтров-поглотителей [23, 24] приведены на рис. 76.

По данным ВРД и калориметра делалась оценка падающих плотности мощности P_{nad} и плотности энергии E_{nad} МРИ на фронтальную сторону мишеней в каждый момент времени, следующим образом: $P_{nad} = P_{tot}/(2\pi RH)$ и $E_{nad} = E/(2\pi RH)$, где R = 1.1 см — радиус расположения рамки-держателя мишени, H = 1.6 см — высота зазора анод-катод. Плотность мощности и энергии падающего на майлар излучения в экспериментах варьировалась в диапазоне от 0.2 до 0.7 ТВт/см² и от ~2 до ~7 кДж/см², соответственно.

1.3. Лазерная диагностика разлета плазмы мишеней

Линамика разлета плазмы с фронтальной и тыльной сторон адаптивного фильтра регистрировалась по лазерным теневым изображениям. Трехкадровое теневое зондирование плазмы осуществлялось световым пучком Nd:YAG-лазера на $\lambda = 532$ нм в радиальном направлении с регистрацией на цифровые фотоаппараты. В данной постановке эксперимента граница непрозрачной плазмы, видимая на лазерных изображениях, соответствовала уровню электронной плотности $n_{e} \sim (1-5) \times 10^{18} \,\mathrm{сm}^{-3}$ и была обусловлена рефракцией. Непрозрачность за счет поглощения лазерного излучения в плазме при данных параметрах должна наступать при $n_e \sim (0.7-1) \times 10^{19}$ см⁻³. Пространственное разрешение лазерной диагностики по объекту было не хуже 50-100 мкм, время экспозиции лазерным пучком – около 0.1 нс на



Рис. 8. Результаты лазерного теневого зондирования расширяющейся плазмы пустых рамок-держателей (без мишеней) на различные моменты времени относительно пика мощности МРИ: а) – $t_1 = -14.6$ нс, $t_2 = -6.5$ нс и $t_3 = +6.2$ нс (выстрел № 6902): рамка № 1 – для наблюдения перекрытия плазмой смотрового окна размерами (В × Ш) 5 × 10 мм, рамка № 2 со стороны проволочной сборки закрыта сверху адаптивным фильтром (Му-фильтр) из лавсановой пленки толщиной 2.97 мкм на половину своей высоты; б) – $t_1 = 0$ нс, $t_2 = +8.1$ нс и $t_3 = +12.7$ нс (выстрел № 6907): рамки № 1 и № 2 – для наблюдения перекрытия плазмой смотровых окон размерами (В × Ш) 3.5 × 8 мм. Анод – вверху, катод – внизу.

полувысоте лазерного импульса. Энергия лазерного импульса подбиралась экспериментально и составляла 8–10 мДж (суммарно на три кадра). Время задержки между кадрами можно было варьировать от 8 нс до 18 нс. Динамика затенения апертуры смотровых окон в рамках-держателях по уровню регистрируемой плотности представлена ниже.

Перекрытие плазмой смотровых окон в рамкахдержателях мишеней под действием излучения пинча. В этой серии экспериментов рамка-держатель мишени была изготовлена из пластика со смотровыми окнами различных размеров ($B \times III$) $3.5 \times III$ \times 8 мм и 5 \times 10 мм для размещения исследуемых мишеней. Под воздействием рентгеновского излучения вещество рамки превращается в плазму, которая разлетается во всех направлениях (см. рис. 12а). Происходит постепенное перекрытие плазмой смотровых окон – затенение их эффективной апертуры. Как следствие этого процесса, существует вопрос о вкладе такой плазмы в поглощение исследуемых мишеней. На рис. 12г представлена временная зависимость смещения ΔZ границы тени плазмы (по уровню $n_e \sim (1-5) \times D$ $\times 10^{18}$ см⁻³) вдоль высоты межэлектродного зазора. Из данного рисунка следует, что к моменту пиковой мощности МРИ ($t - t_{max} = 0$) вещество рамки расширяется на $\Delta Z \sim 0.8$ мм от своего начального положения, а к моментам времени +5 нс

и +10 нс величина разлета ΔZ составляет ~1.1 мм и 1.5 мм, соответственно.

Хотя используемая на установке лазерная теневая диагностика позволяет отслеживать распространение границы плазмы с плотностью не более $n_e \sim (1-5) \times 10^{18}$ см⁻³, которая остается прозрачной для излучения с энергией фотонов *h*v > >40 эВ в области чувствительности ВУФ-спектрографа GIS-3d и рентгеновской камеры СХР6. все же она позволяет судить о некоторых тенденциях перекрытия апертуры смотровых окон. При этом в глубине областей плазмы, непрозрачных для лазерного излучения, плотность плазмы должна быть значительно выше, которая уже может вызвать существенное поглощение рентгеновского излучения пинча. Смотровое окно рамки в направлении регистрации ВУФ-спектрографа имеет размер ($B \times III$) 3.5×8 мм, меньший, чем в направлении регистрации рентгеновской камеры СХР6 (5×10 мм), поэтому процесс перекрытия такого окна является наиболее актуальным при восстановлении спектральной зависимости коэффициента пропускания исследуемых мишеней. Несколько улучшить данную ситуацию может применение адаптивного фильтра, подавляющего длительное воздействие потока излучения на вещество рамки-держателя.

Как показали проверочные эксперименты с пустыми рамками размерами 5 × 10 мм: рамкой



Рис. 9. Интегральный по спектру коэффициент пропускания плазмы двухслойной мишени (Му* + Му, 2.37* + 0.6 = = 2.97 мкм, выстрел № 6882) по данным многокадровой регистрации рентгеновских изображений на рис. (б). Временные зависимости: *1* – коэффициента пропускания плазмы мишени; *2*–*4* – мощности МРИ в различных спектральных диапазонах – *h*v > 20 эВ (в отн. ед.), *h*v > 100 эВ (в абс. ед.), *h*v > 600 эВ (в отн. ед.), соответственно. Экспозиции рентгеновских кадров $t_1 - t_{10}$ – около 1 нс. Анод – вверху, катод – внизу.

№ 1 (без мишени) и рамкой № 2, отчасти закрытой адаптивным фильтром из лавсановой пленки толщиной 2.97 мкм, перекрытие смотровых окон в рамках-держателях мишеней может быть весьма существенным. Лазерные теневые кадры (см. рис. 8а) демонстрируют, что ~2.6 мм из 5 мм по высоте смотрового окна остается совершенно свободным от плазмы вплоть до момента времени +6 нс после максимума импульса излучения Z-пинча. К этому моменту времени скорость перекрытия смотрового окна вдоль его высоты достигает значения ~10⁷ см/с. Для "малого" (3.5 × 8 мм) смотрового окна ВУФ-спектрографа в моменты времени после пика МРИ $t - t_{max} > +6$ нс при сохранении темпа перекрытия произойдет полное его перекрытие плазмой по уровню электронной плотности $n_e \sim (1-5) \times 10^{18} \,\mathrm{cm}^{-3}$, как показано на рис. 86 в момент времени $t_3 = +12.7$ нс после пика МРИ.

Таким образом, как показывают экспериментальные данные рентгеновских измерений (см. рис. 3, 4 и 6) и лазерное теневое зондирование (см. рис. 8 и 12), при длительном воздействии предымпульса и основного импульса излучения на вещество рамки происходит полное перекрытие апертуры смотровых окон. На поздних временах процесса ($t - t_{max} > +5$ нс) при спектральных измерениях необходимо уже учитывать вклад поглощения плазмы рамки внутри смотрового окна в регистрируемый коэффициент пропускания мишени.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

2.1. Исследование пропускания адаптивного фильтра

В этом разделе на рис. 9 и 10 представлены результаты экспериментов по исследованию временной зависимости коэффициента пропускания лавсановых пленок различной толщины

метолами многокалровой регистрации рентгеновских изображений (СХРб) и рентгеновской спектроскопии (GIS-3d). В первом случае определена временная зависимость интегрального по спектру коэффициента пропускания $K_{tr}(t)$, а во втором — спектральная зависимость $K_{tr}(\lambda, t_i)$, полученная в три момента времени. Энергия рентгеновского излучения Z-пинча, падающая на поверхность лавсановых пленок (т.н. энергетическая экспозиция мишени), в этой серии экспериментов составляла до 7 кДж/см². Варьирование толшины лавсановых пленок в широких пределах от 0.6 мкм до ~5 мкм позволило определить пропускание рентгеновского излучения на стадии длительного предымпульса (~50-60 нс) и в момент пиковой мощности МРИ.

На рис. 9а, 10а-ж точками (�) показаны значения интегрального по спектру коэффициента пропускания $K_{tr}(t_i)$ и его среднее значение аппроксимационной кривой 1(--), полученные путем обработки рентгеновских кадровых изображений (см. напр. рис. 96 и 103). Для каждой из точек (), представленных на десять моментов времени регистрации t_i , показан разброс определения коэффициента K_{tr} относительно его среднего значения. На этих же рисунках для каждого выстрела представлены временные зависимости мощности МРИ в различных спектральных диапазонах (кривые 2-4): hv > 20 эВ (в отн. ед.), $hv > 100 \Rightarrow B$ (B abc. eq.), $hv > 600 \Rightarrow B$ (B oth. eq.), coответственно. В некоторых выстрелах многокадровая рентгеновская съемка велась только на стадии плазмообразования проволочной сборки, чтобы выяснить способность фильтра надежно поглощать энергию предымпульса МРИ, в других выстрелах съемка проводилась на финальной стадии сжатия проволочной сборки, чтобы определить пропускание фильтра вблизи пиковой мощности МРИ.



Рис. 10. Интегральный по спектру коэффициент пропускания плазмы лавсановой мишени по данным многокадровой регистрации рентгеновских изображений. Временные зависимости: *1* – коэффициента пропускания плазмы мишени; 2–4 – мощности МРИ в различных спектральных диапазонах – hv > 20 эВ (в отн. ед.), hv > 100 эВ (в абс. ед.), hv > 600 эВ (в отн. ед.), соответственно: а), б) – для однослойной Му мишени толщиной 0.6 мкм (выстрелы № 6872 и № 6871); в) – для двухслойной Му* + Му мишени толщиной 0.6* + 0.6 = 1.2 мкм (выстрел № 6875); г) – для однослойной Му мишени толщиной 2.37 мкм (выстрел № 6876); д), е) – для трехслойной Му* + Му + Му мишени толщиной 2.37* + 0.6 + 0.6 = 3.57 мкм (выстрелы № 6879 и № 6880); ж), з) – для двухслойной мишени Му* + Му толщиной 2.37* + 2.37 = 4.74 мкм (выстрел № 6878). Соответствующие рентгеновские кадровые изображения представлены на рис. (3).

Экспериментальные данные показывают, что пропускание адаптивного фильтра растет как на стадии предымпульса, так и во время основного импульса излучения. С увеличением толщины лавсановой пленки от 0.6 мкм до ~5 мкм доля прошедшего излучения Z-пинча через такой фильтр на стадии предымпульса МРИ падает от 40% до 5%. При этом пропускание в момент пиковой мощности МРИ уменьшается со ~100% до 30%, что уже является недостаточным для радиационной абляции мишеней из лавсановых

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ том 48 № 9 2022

пленок, металлизированных различными веществами (Ni, In, Sn, Au и Bi), в экспериментах по исследованию индуцированной прозрачности указанных элементов. Поэтому необходимо было найти оптимум по начальной толщине лавсановой пленки (*l*, в мкм) или поверхностной массе (*pl*, в мкг/см²) для такого фильтра.

Для этого сделана оценка коэффициента контрастности *K*_{contr} адаптивного фильтра на основании экспериментальных данных о временной зависимости коэффициента пропускания *K*_{tr} лав-



Рис. 11. Зависимости некоторых характеристик адаптивного фильтра рентгеновского излучения от поверхностной плотности лавсановой пленки (ρ l, в мкг/см²): а) – коэффициента контрастности $K_{contr}(\bullet)$ и интегрального по спектру коэффициента пропускания $K_{tr}(\blacksquare)$. Пунктирной кривой выполнена аппроксимация точек (\blacksquare) функциональной зависимостью $K_{tr} \sim \exp(-\mu \cdot \rho l)$, где $1/\mu \approx 177 \text{ см}^2/\text{мкг}$; б) – времени t^* начала сильного увеличения прозрачности адаптивного фильтра, отсчитанного от момента t_{max} пиковой мощности МРИ.

сановых пленок различной толщины, представленных на рис. 9 и 10. Коэффициент $K_{contr} =$ $=K_{tr}^{max}/K_{tr}^{min}$ рассчитывался, как отношение коэффициентов пропускания лавсановой пленки в момент пиковой мощности МРИ к коэффициенту пропускания на стадии предымпульса излучения. На рис. 11а представлен коэффициент контрастности *K*_{contr} (точки ●) в зависимости от поверхностной плотности лавсановой пленки (pl). На этом же рисунке показан интегральный по спектру коэффициент пропускания K_{tr} (точки), полученный по данным многокадровой регистрации (СХРб) на стадии предымпульса МРИ. Из данного рисунка следует, что с увеличением поверхностной плотности адаптивного фильтра вплоть до 510 мкг/см² контраст увеличивается до максимальной величины ~4 и, далее, начинает несколько уменьшаться. Поверхностная плотность фильтра ~510 мкг/см² (или *l* ~ 3.6 мкм) является верхней оценкой величины, т.к. дальнейшее увеличение толщины фильтра приведет только к уменьшению коэффициента контрастности $(K_{tr} \rightarrow 0$ при $l \rightarrow \infty$). С другой стороны, если считать удовлетворительным интегральное по спектру пропускание такого фильтра в 5–10% на стадии предымпульса МРИ, то величина его поверхностной плотности находится в диапазоне $\rho l \in$ (400, 510) мкг/см² (или *l* ~ 2.8–3.6 мкм), согласно аппроксимационной кривой (---) на рис. 11а. Такой адаптивный фильтр должен надежно подавлять воздействие на мишень энергии предымпульса излучения, в то же время его прозрачность для основного импульса рентгеновского излучения должна резко вырасти незадолго до пиковой мощности МРИ. На рис. 116 представлена зависимость времени начала резкого увеличения прозрачности адаптивного фильтра t*, отсчитанного от момента t_{max} пиковой мощности МРИ. Из представленного рисунка следует, что заметное увеличение прозрачности фильтра вблизи основного импульса МРИ ($t^* - t_{max} \approx (-10, -5)$ нс)

наблюдается у лавсановых пленок с широким диапазоном поверхностных масс $\rho l \in (340, 680)$ мкг/см² (или $l \sim 2.4-4.8$ мкм).

Динамика разлета вещества адаптивного фильтра на стадии предымпульса и основного импульса МРИ. Вещество адаптивного фильтра не должно достигать места расположения исследуемой мишени. При этом в наших экспериментах установить фильтр на большом расстоянии от мишени не представлялось возможным из-за близости ее расположения к поверхности излучателя (проволочной сборки) ~5 мм. Для выбора расстояния между фильтром и исследуемой мишенью необходимо было измерить величину разлета вещества адаптивного фильтра как на стадии предымпульса, так и во время генерации основного импульса излучения. Лазерное теневое зондирование плазмы адаптивного фильтра (по уровню $n_e = (1-5) \times 10^{18}$ см⁻³) осуществлялось в проме-жутке времени $t - t_{max}$ от -40 нс до +10 нс по отношению к пику мощности МРИ.

На рис. 12а, для примера, представлены лазерные теневые изображения разлетающегося вещества лавсановой пленки начальной толщины 1.2 мкм (выстрел № 6865). Данные теневые изображения совмещены с теневыми изображениями рамок, полученными до выстрела. По ним определялось смещение ΔX_b тыльной поверхности плазмы лавсана в различные моменты времени относительно пика мощности МРИ. По совокупности выстрелов построены временные зависимости $\Delta X_{b}(t)$ (см. рис. 126) для некоторых толщин лавсановых пленок l = 0.6 мкм, 1.2 мкм, 2.37 мкм, 2.97 мкм и 4.74 мкм. Там же для экспериментальных точек приведены интерполяционные кривые 1-5. Серым прямоугольником обозначен интересующий нас промежуток времени – от начала генерации основного импульса МРИ вплоть до его максимума ($t - t_{max} = 0$). Величина смещения ΔX_h наблюдаемой границы тыльной поверхности фильтра в направлении к исследуемой мишени на



Рис. 12. Результаты лазерного теневого зондирования расширяющейся плазмы лавсановых пленок различной толщины: а) – лазерные теневые изображения разлета плазмы адаптивного фильтра Му (0.6* + 0.6 = 1.2 мкм, выстрел № 6865) в моменты времени $t_1 = -13.2$ нс, $t_2 = -5.1$ нс, $t_3 = +7.6$ нс. Анод – вверху, катод – внизу; б) – кривые 1-5 – зависимости смещения границы тени плазмы (ΔX_b) от момента времени $t - t_{max}$, отсчитанного от момента пиковой мощности МРИ, для лавсановых пленок различной толщины l = 0.6 мкм, 1.2 мкм, 2.37 ж + 0.6 = 2.97 мкм и 2.37* + 2.37 = 4.74 мкм, соответственно; в) – зависимости ΔX_b от поверхностной массы лавсановой пленки (ρl , в мкг/см²), построенные на моменты времени $t - t_{max} = -5$ нс и 0 нс; г) – зависимость смещения границы тени плазмы (ΔZ) от момента времени $t - t_{max}$ для вещества рамки-держателя мишени.

момент времени $t - t_{max} = -5$ нс составила около 100–200 мкм для "*толстых*" фильтров (2.37 мкм, 2.97 мкм и 4.74 мкм) и около 550–800 мкм для "*тонких*" фильтров (0.6 мкм и 1.2 мкм).

На рис. 12в представлены зависимости смешения тыльной стороны мишени от поверхностной массы лавсановой пленки (ρl , в мкг/см²), построенные на моменты времени $t - t_{max} = -5$ нс и 0 нс. Из представленных на данном рисунке кривых следует, что на сталии генерации основного импульса МРИ плазма лавсановых пленок с поверхностной массой р*l* ∈ (340, 680) мкг/см² (или толщины $l \in (2.37, 4.74)$ мкм) расширяется в тыльную сторону не более чем на 500 мкм. К моменту времени $t - t_{max} = +5$ нс, на заднем фронте импульса МРИ, смещение ΔX_b материала фильтра составило около 0.6-0.8 мм для "толстых" и около 1.5 мм для "тонких" фильтров (см. рис. 12б). Таким образом, расстояние между адаптивным фильтром и исследуемой мишенью в 1.5-2 мм, выбранное для экспериментов, вполне достаточно для исключения влияния плазмы фильтра на разлет вещества мишени. Скорость разлета плазмы фильтра в тыльную сторону до начала основного импульса излучения была небольшой и лежала в диапазоне значений от 10–20 км/с до 40 км/с для *"тонких"* фильтров. После основного импульса излучения скорость разлета плазмы достигала значений 80–100 км/с и более.

Анализ лазерных кадровых изображений показал, что разлет вещества с фронтальной стороны фильтра в сторону пинча составил около 1.5 мм на момент времени $t - t_{max} = -5$ нс и ~2.5 мм на момент $t - t_{max} = +5$ нс. При этом не наблюдалось какой-либо заметной зависимости разлета фронтальной плазмы от толщины лавсановой пленки в диапазоне $l \in (0.6, 4.74)$ мкм, применяемой в фильтре.

Таким образом, данные многокадровой регистрации рентгеновских изображений (при помощи камеры СХРб) позволили определить диапазон поверхностных плотностей адаптивного фильтра, в котором можно ожидать достаточного подавления предымпульса МРИ. Значения расстояний от фильтра до исследуемой мишени, на которых разлетающееся вещество фильтра не смешивается с ее плазмой, дали лазерные тене-



Рис. 13. Спектральная зависимость коэффициента пропускания плазмы двухслойных Му-мишеней различной толщины в некоторые моменты времени относительно момента пиковой мощности МРИ: а) – для однослойной Му-мишени толщиной 2.37 мкм (выстрелы № 6940 и др № 6952); б) – для двухслойной мишени Му* + Му толщиной 2.37^{*} + + 0.6 = 2.97 мкм (выстрелы № 6882 и № 6926). На этих же рисунках представлено пропускание лавсановой пленки соответствующей толщины в "*холодном*" состоянии.

вые изображения. Однако окончательно определиться с оптимальными характеристиками адаптивного фильтра позволяют спектральные измерения коэффициента пропускания при помощи ВУФ-спектрографа (ниже см. раздел "Спектральные измерения коэффициента пропускания плазмы лавсановых пленок").

Спектральные измерения коэффициента пропускания плазмы лавсановых пленок. Определенные по выражению (2) зависимости $K_{tr}(\lambda, t_i)$ плазмы лавсановых пленок толщиной 2.37 мкм (*ρl* ≈ ≈ 340 мкг/см²) и 2.97 мкм (р*l* ≈ 424 мкг/см²) в различные моменты времени $t_i - t_{max}$ относительно момента пиковой мощности МРИ *t_{max}* представлены на рис. 13а,б. На этих же рисунках для сравнения показано пропускание лавсановой пленки соответствующей толщины в "холодном" состоянии. В случае лавсановой пленки толщиной 2.37 мкм видно (см. рис. 13а), что за 6 нс до пиковой мощности МРИ наблюдается пропускание рентгеновского излучения пинча на уровне ~0.4-0.55 в области спектра λ ∈ (40, 60) Å. В спектральной части излучения $\lambda \ge 120$ Å, соответствующей предымпульсу МРИ, наблюдается сильное поглощение на уровне выше 0.9. Таким образом, применение адаптивного фильтра толщиной менее 2.37 мкм нецелесообразно для подавления энергии предымпульса излучения. Вблизи пика мощности МРИ ($t - t_{max} = -1$ нс) высокое пропускание плазмы лавсановой пленки ~0.6-0.8 уже регистрируется в широкой области спектра излучения $\lambda \in (30, 90)$ Å без каких-либо ярко выраженных особенностей. В более поздние времена высокое пропускание плазмы лавсановой пленки 0.6–0.9 наблюдается в области спектра $\lambda \in (30,$ 140) Å. Это хорошо согласуется с временной зависимостью пропускания плазмы лавсановой пленки, полученной по данным многокадровой регистрации рентгеновских излучений (см. рис. 10г).

В случае лавсановой пленки толщиной 2.97 мкм (см. рис. 13б) пропускание ее плазмы до пика мощности МРИ ($t - t_{max} \le -1$ нс) близко к *"холодному*" пропусканию, а вблизи максимума мощности МРИ ($t - t_{max} = +2$ нс) в среднем лежит в диапазоне 0.6–0.8 для $\lambda \in (40, 80)$ Å, что соответствует временной зависимости $K_{tr}(t)$, полученной по данным многокадровой рентгеновской камеры в этом же выстреле (см. рис. 9). При этом в длинноволновой области спектра излучения зарегистрированное пропускание остается небольшим на уровне 0.15 и менее (см. рис. 13б). Этого уже достаточно для надежного подавления предымпульса излучения. После момента пиковой мощности МРЙ $(t - t_{max} = +7 \text{ нс}, +12 \text{ нс})$ наблюдается общее падение спектрального коэффициента пропускания до уровня 0.3-0.4. Подобная тенденция уменьшения коэффициента пропускания после момента пиковой мощности МРИ связана с дополнительным поглощением в веществе, разлетающегося со стенок рамки-держателя мишени.

Дальнейшее увеличение толщины лавсановой пленки до ~5 мкм приводит к тому, что пропускание такого фильтра к моменту пиковой мощности МРИ становится неприемлемо мало ~0.15—0.2 в спектральном диапазоне $\lambda \in (20, 50)$ Å, а в длинноволновой части $\lambda \ge 70$ Å – менее 0.05, что свидетельствует не только об эффективном подавлении предымпульса излучения, но уже и энергии основного импульса излучения.

Таким образом, на основании экспериментальных данных, полученных при регистрации ВУФ-спектров, кадровых рентгеновских изображений и лазерного теневого зондирования, определены параметры адаптивного фильтра из лавсановой пленки для экспериментов с мишенями типа "*металл-пленка*". В этой серии экспериментов использовался адаптивный фильтр со следующими параметрами: с поверхностной плотно-



Рис. 14. Спектральная зависимость коэффициента пропускания плазмы двухслойной мишени Ni^{*} + My (18 нм + + 0.6 мкм) в различные моменты времени относительно момента пиковой мощности МРИ: а) – в экспериментах без адаптивного фильтра (выстрелы № 6885, № 6887); б) – в экспериментах с применением адаптивного фильтра Му, 2.97 мкм (выстрелы № 6886, 6888) с учетом его пропускания; в) – сравнение пропускания плазмы мишени вблизи пиковой мощности МРИ в экспериментах с применением адаптивного фильтра (выстрел № 6886) и без него (выстрел № 6885).

стью $\rho l \approx 424$ мкг/см² или толщиной $l \approx 3$ мкм, что позволило исследовать индуцированное пропускание Ni-содержащей мишени при различном профиле греющего импульса МРИ.

2.2. Исследование индуцированного пропускания Ni-содержащей мишени при различном профиле греющего импульса МРИ

В этом разделе представлены предварительные результаты экспериментов по радиационной абляции двухслойной мишени типа Ni* + Му (18 нм + 0.6 мкм, 16 мкг/см² + 84 мкг/см²). Ниже, на рис. 14а,б для сравнения приведены спектральные зависимости коэффициента пропускания плазмы мишени $K_{tr}(\lambda, t_i)$ с применением адаптивного фильтра и без него. Зависимости $K_{tr}(\lambda, t_i)$ построены на различные моменты времени t_i относительно момента t_{max} пиковой мощности МРИ: $t_i - t_{max} \in (-9, +6)$ нс. На этих же рисунках для сравнения представлено пропускание мишени в "холодном" состоянии с учетом наличия адаптивного фильтра: лавсановой пленки толщиной 2.97 мкм.

В случае облучения мишени без адаптивного фильтра (см. рис. 14а) уже на стадии предымпульса излучения и к моменту генерации основного импульса излучения (см. кривые на моменты $t - t_{max} = -9$ нс, -8 нс, -4 нс и -3 нс) наблюдается высокий уровень пропускания ~0.3 в спектральном диапазоне $\lambda \in (20, 130)$ Å по сравнению с "холодным" пропусканием, представленном на этом же рисунке. В случае применения адаптивного фильтра спектральное пропускание мишени Ni* + Му близко к "холодному" вплоть до максимума импульса МРИ (см. рис. 14б, кривые на моменты $t - t_{max} = -4$ нс, -1 нс). Далее, к моменту времени $t - t_{max} = +1$ нс происходит резкое увеличение пропускания плазмы мишени в спектральной области $\lambda \in (40, 130)$ Å. К моменту времени $t - t_{max} = +6$ нс коэффициент пропускания в указанной области спектра возрастает до величины 0.3-0.35. В отсутствие адаптивного фильтра увеличение пропускания мишени Ni* + + Му происходит медленней (см. на рис. 14а кривые на моменты $t - t_{max} = +1$ нс, +2 нс), по сравнению со случаем, представленным на рис. 14б. Следует заметить, что вблизи пиковой мошности МРИ в случае применения адаптивного фильтра и учета его спектральной характеристики спектральное пропускание плазмы мишени Ni* + Му достигает таких же значений ~0.5-0.6, что и для случая отсутствия фильтра (см. кривые на рис. 14в).

Как показывает лазерное теневое фотографирование разлет тыльной стороны Ni^{*} + Му мишени в случае применения адаптивного фильтра происходит медленней, чем в случае без фильтра. Без фильтра средняя скорость разлета Му-пленки с никелем в тыльную сторону на момент времени $t - t_{max} = +20$ нс после максимума излучения составляет ~85 км/с, а с фильтром — ~60 км/с. При

этом разлет плазмы тыльной стороны мишени, закрытой от излучения пинча адаптивным фильтром, до начала основного импульса МРИ практически отсутствует: 0–50 мкм до начала основного импульса излучения $(t - t_{max} < 0)$ и 50–200 мкм в момент его пика $(t = t_{max})$. В случае отсутствия адаптивного фильтра перед мишенью величина разлета существенна и составляет около 0.5 мм на $t - t_{max} < 0$ и 0.6–1 мм в момент $t = t_{max}$. Отсутствие разлета пленки с никелем до начала основного импульса излучения Z-пинча говорит о надежном подавлении его предымпульса адаптивным фильтром.

Таким образом, в предварительной серии экспериментов продемонстрировано, что применение адаптивного фильтра сильно меняет динамику пропускания рентгеновского излучения плазмой Ni-содержащей мишени. Скорее всего, это связано с различными начальными значениями плотности, температуры и зарядового состава плазмы мишени к моменту генерации основного импульса излучения для случаев с применением адаптивного фильтра и без него. Данное обстоятельство предстоит выяснить при дальнейших экспериментальных исследованиях и при численном моделировании.

Также следует заметить, что на мощных электрофизических установках типа Ангара-5-1 невозможно менять в широком диапазоне значений пиковую мощность, полную энергию и спектр источника рентгеновского излучения Z-пинча, полученного при имплозии многопроволочной сборки. В условиях наших экспериментов сравнение коэффициента пропускания плазмы мишеней типа Ni + My (20 нм + 0.6 мкм) вблизи максимума греющего импульса МРИ показало, что он не меняется в пределах погрешности определения коэффициента пропускания в диапазоне пиковой мощности от ~5 ТВт до ~9 ТВт и энергии излучения от ~75 кДж до ~100 кДж.

3. МОДЕЛИРОВАНИЕ РАДИАЦИОННОЙ АБЛЯЦИИ АДАПТИВНОГО ФИЛЬТРА

Численное моделирование нагрева, расширения и собственного излучения мишени из лавсановой пленки (со слоем никеля или без него), облучаемой Z-пинчом, проводилось при помощи двумерного радиационного газодинамического кода RALEF-2D. Код RALEF-2D подробно описан в работах [25, 26], а применительно к экспериментам на установке Ангара-5-1 — в работе [16]. В численном коде рассчитывается движение плазмы образца мишени в рамках двумерной гидродинамики с учетом теплопроводности и спектрального переноса теплового излучения. В программе учитывается, что интенсивность излучения в каждой пространственно-временной точке зависит от энергии фотонов и от направления в трехмерном пространстве. Нагрев и охлаждение вещества за счет излучения рассматриваются согласованно путем расчета спектрального переноса излучения в этом веществе. Перенос излучения рассматривается в каждый момент времени в рамках стационарного уравнения переноса с рассчитанными заранее по коду THERMOS [27] спектральными пробегами фотонов, считая функцию источника планковской. Для описания уравнений состояния в коде RALEF-2D используется модель FEOS. Она является усовершенствованием известной модели из работы [28] и описана в работах [29, 30]. В данной работе, при расчете уравнения состояния лавсана использовалось упрощающее предположение, что лавсан состоит из одного элемента – углерода, но с параметрами нормального состояния, подогнанными под реальные свойства лавсана; погрешность этого приближения в диапазоне температур и плотностей данного исследования лежит в пределах общих погрешностей модели FEOS. По модели FEOS рассчитываются давление, удельная внутренняя энергия и теплоемкость плазмы. Эта часть кода выдает также локальную степень ионизации (для лавсана - степень ионизации атомов углерода), которая используется при расчете коэффициента теплопроводности. Детальный ионизационный состав плазмы (для лавсана – уже с учетом его реального химического состава), требуемый для определения ее оптических свойств при заданных температуре и плотности, рассчитывался независимо внутри кода THERMOS. В рамках настоящей работы, перед тем как приступить к гидродинамическому моделированию облучаемых мишеней с помощью кода RALEF, по программе THERMOS были специально рассчитаны и подготовлены к использованию в RALEF таблицы оптических свойств никеля и лавсана.

Греющее мишень излучение в проведенных по RALEF расчетах представляло собой суперпозицию трех компонент с разными спектрами и временными профилями, а именно, длительный предымпульс, основной импульс, задний фронт импульса (см. выражения 3-5). Основная компонента (компонента № 2) соответствует короткому пику наиболее жесткого излучения. В то же время, более мягкая компонента (компонента № 1), обеспечивает плавное затухание излучения пинча после основной компоненты № 2. Кроме того, компонента № 1 сопрягает начало главного импульса с длительным предымпульсом (компонента № 3). Ниже приведены формулы, описывающие все эти компоненты (аппроксимация формы импульса мощности МРИ для выстрела № 6800):

1. Компонента № 1 имеет спектр планковского вида с температурой $T_{r1} = 55$ эВ. Временной профиль этой компоненты, задаваемый формулой

$$P_{1}(t > t_{10}) = P_{10}F_{1}\left(\frac{t - t_{10}}{t_{1}}\right), \quad \text{где} \quad P_{1}(t < t_{10}) = 0$$

$$\begin{cases}
F_{1}(w < w_{g}) = 0, & w_{g} = -0.695018 \quad (3) \\
F_{1}(w_{g} < w < w_{a}) = 0.30286(w - w_{g})^{3}, & w_{a} = 0.325, \\
F_{1}(w > w_{a}) = \frac{w}{1 + w^{4}}
\end{cases}$$

выбран таким образом, чтобы обеспечить достаточно плавное включение этой относительно жесткой компоненты на фоне длинного мягкого предымпульса.

2. Вторая компонента греющего излучения соответствует планковскому спектру с температурой $T_{r2} = 70$ эВ. Временной профиль ее мощности описывается таким выражением:

$$P_{2}(t > t_{20}) = \frac{t - t_{20}}{t_{2}} \exp\left(-\frac{t - t_{20}}{t_{2}}\right) P_{20},$$

где $P_{2}(t < t_{20}) = 0.$ (4)

3. Третья компонента греющего излучения ("*предымпульс*") соответствует планковскому спектру с температурой 20 эВ. Временной профиль ее мощности описывается формулой

$$P_{3} = \frac{t/t_{3} + C_{1}(t/t_{3})^{4}}{1 + (t/t_{3})^{8}} P_{30}.$$
 (5)

Профилю греюшего импульса излучения, аппроксимирующему импульс МРИ в выстреле № 6800, соответствовали следующие значения параметров: для компоненты № 1 – $t_{10} = 66$ нс, $t_1 = 20.0$ нс, $P_{10} = 0.198$ ТВт/см², полная энергия этой компоненты равна 3.11 кДж/см²; для компоненты № 2 – t_{20} = 76 нс, t_2 = 2.7 нс, P_{20} = = 1.444 TBт/см², полная энергия этой компоненты равна 3.9 кДж/см²; для компоненты № 3 – $t_3 =$ = 85 нс, C_1 = 1.66, P_{30} = 4.7 ГВт/см², полная энергия этого импульса 0.5 кДж/см²; а до начала следующей компоненты, на интервале времени $0 \le t \le t_{10}$, эта компонента греющего излучения содержит 0.15 кДж/см². Пиковая мощность падающего на фольгу греющего излучения достигается в момент времени $t_{max} = 78.8$ нс и составляет 0.646 ТВт/см². Далее, для всех расчетных результатов времена приведены относительно данного момента времени.

В рамках данной работы было проведено численное моделирование радиационного нагрева описанным выше импульсом МРИ лавсановой

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ том 48 № 9 2022

пленки толщиной 2.97 мкм. Его результаты показаны на рис. 15–17.

Рисунки 15 и 16 дают информацию о расчетной динамике прогрева пленки на моменты времени $t = t_{max} - 8.8$ нс и $t = t_{max} + 4.7$ нс, соответственно. На рис. 15а показано пространственное распределение параметров плазмы лавсана по координате х поперек слоя плазмы мишени. Видно, что к моменту t_{max} – 8.8 нс слой лавсана прогрет еще очень неоднородно. Для более ясной картины на рис. 156 показаны те же параметры плазмы мишени, но в виде распределений по массовой координате слоя $m(x) = \int_{x_{min}}^{x} \rho(x) dx$ (в г/см²), нормированной на полную поверхностную массу пленки *m*_{tot}. Из этого рисунка видно, что к данному моменту только 20-30% массы оказываются нагретыми до $T \ge 10$ эВ. Остальная же часть пленки, хотя и заметно расширилась, но остается еще достаточно холодной и поглощающей в интересующем нас диапазоне длин волн почти как холодный лавсан. На рис. 16 показаны те же расчетные величины, но на более поздний момент времени, $t = t_{max} + 4.7$ нс. Видно, что на этот момент уже весь слой лавсана прогрет более или менее однородно до высокой температуры $T \approx 25-45$ эВ. Такой практически полный прогрев мишени устанавливается в расчете примерно через 2-3 нс после максимума греющего излучения.

Поскольку в данной работе сопоставление экспериментальных и расчетных данных проводится путем сравнения соответствующих значений безразмерного коэффициента пропускания падающего потока МРИ, следует прежде всего уточнить определение этой величины. Когда речь идет о мгновенном (т.е. на данной длине волны λ) коэффициенте пропускания $K_{tr\lambda} = K_{tr\lambda}(\lambda, t)$, то его измеренное значение определено формулой (2). Если отвлечься от фона и собственного излучения плазмы мишени, то это определение можно переписать в виде

$$K_{tr\lambda}(\lambda,t) = \frac{S_{tr\lambda}(\lambda,t)\Phi(\lambda)}{S_{in\lambda}(\lambda,t)\Phi(\lambda)} = \frac{S_{tr\lambda}(\lambda,t)}{S_{in\lambda}(\lambda,t)} \equiv e^{-\tau(\lambda,t)}, \quad (6)$$

где $S_{in\lambda}(\lambda, t)$ — спектральная плотность падающего потока энергии МРИ [в Вт/см²/нм], $S_{tr\lambda}(\lambda, t)$ спектральная плотность прошедшего потока энергии МРИ (без учета собственного излучения плазмы), $\Phi(\lambda)$ — спектральная функция отклика измерительного прибора (в нашем случае ВУФ-спектрографа GIS-3d), $\tau(\lambda, t)$ — оптическая толщина пленки лавсана на длине волны λ в момент времени *t*. Первый знак равенства в выражении (6) дает строгое определение измеряемого коэффициента пропускания, второй — расчетного. Поскольку функция отклика прибора $\Phi(\lambda)$ в первой дроби сокращается, то мы получаем одно

АЛЕКСАНДРОВ и др.



Рис. 15. Распределение температуры (T, эВ), среднего заряда ионов углерода (Z) и плотности плазмы (ρ , г/см³) лавсана поперек слоя на момент времени $t = t_{max} - 8.8$ нс. На рис. (а) показано распределение по пространственной координате (x), излучение пинча на мишень падает справа; на рис. (б) – по массовой координате m(x) (r/cm^2), нормированной на полную поверхностную массу пленки m_{tot} .



Рис. 16. Распределение температуры (T, эВ), среднего заряда ионов углерода (Z) и плотности плазмы (ρ , г/см³) лавсана поперек слоя на момент времени $t = t_{max} + 4.7$ нс. На рис. (а) показано распределение по пространственной координате (x), излучение пинча на мишень падает справа; на рис. (б) – по массовой координате m(x) (г/см²), нормированной на полную поверхностную массу пленки m_{tot} .

и то же определение как измеряемого, так и расчетного коэффициента пропускания, что оправдывает их прямое сравнение. Отметим также, что коэффициент пропускания (6) слабо чувствителен к локальным по спектру неопределенностям в падающем потоке $S_{in\lambda}(\lambda, t)$ поскольку при фиксированном состоянии мишени $S_{in\lambda}(\lambda, t) \propto$ $\propto S_{in\lambda}(\lambda, t)$.

В то же время, из-за плохо известной реальной функции спектрального отклика $\Phi(\lambda)$, ситуация существенно усложняется при попытке сравнения с измеренным интегральным коэффициентом пропускания

$$K_{tr12}(\lambda_1, \lambda_2, t) = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} S_{tr\lambda}(\lambda, t) \Phi(\lambda) d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} S_{in\lambda}(\lambda, t) \Phi(\lambda) d\lambda}$$
(7)

в широком спектральном окне $[\lambda_1, \lambda_2]$. С теоретической точки зрения, при неизвестной функции $\Phi(\lambda)$ проще всего было бы вычислить интегральные коэффициенты

$$K_{tr12}(\lambda_1, \lambda_2, t) = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} S_{tr\lambda}(\lambda, t) d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} S_{in\lambda}(\lambda, t) d\lambda},$$

$$\overline{K}_{tr}(t) = \frac{\int_0^{\infty} S_{tr\lambda}(\lambda, t) d\lambda}{\int_0^{\infty} S_{in\lambda}(\lambda, t) d\lambda}.$$
(8)

Однако, поскольку на практике функция отклика $\Phi(\lambda)$ никогда не бывает постоянной по всему спектру и, как правило, плавно спадает до нуля на краях некоторого конечного интервала [λ_1 , λ_2],



Puc. 17. Сравнение результатов моделирования радиационного нагрева пленки лавсана по программе RALEF-2D и экспериментальных данных: а) – расчетные временные зависимости падающей (кривая *I*) и прошедшей (кривая *2*) через слой плазмы лавсана мощности MPИ (в TBt/cm²) во всем спектральном диапазоне $\lambda \in [5.97, 3320]$ Å, интегрального коэффициента пропускания $\overline{K}_{tr}(t)$ (кривая *3*), полученного как частное кривых *2* и *1*. Кривая *4* – значения спектрального коэффициента пропускания $\overline{K}_{tr}(t)$ (кривая *3*), полученного как частное кривых *2* и *1*. Кривая *4* – значения спектрального коэффициента пропускания $\overline{K}_{tr12}(\lambda_1, \lambda_2, t)$, полученные путем усреднения по формуле (9) в диапазоне $\lambda \in [15, 140]$ Å расчетных кривых, представленных на панели (6). Здесь же для сравнения приведены экспериментальные данные по пропусканию лавсановой пленки, полученные при помощи ВУФ-спектрографа GIS-3d (\Box и **I**). Точки (**II**) получены путем усреднения измеренного спектрального коэффициента пропускания в диапазоне $\lambda \in [37, 140]$ Å по формуле (9) с учетом "заплывания" смотровых окон в рамке-держателе мишени, точки (\Box) – без учета "заплывания"; 6) – спектральные зависимости коэффициента пропускания $K_{tr\lambda}(\lambda, t)$, рассчитанные на моменты времени относительно пика MPИ $t - t_{max} = -10$ нс, -5 нс, -2 нс, 0 нс, +7 нс u + 13 нс; b - -1) – те же обозначения, что и на панели (а), только кривая *4* и экспериментальные точки получены путем усреднения рассчитанных и измеренных кривых $K_{tr\lambda}(\lambda, t)$ по формуле (9) в спектральные азона $\lambda \in [46, 60]$ Å, [80, 100] Å, [110, 140] Å, соответственно; е) – то же, только при усреднении в спектральные том диапазоне $\lambda \in (46, 60)$ Å. Кривая *5* – расчетная временная зависимость интегрального коэффициента пропускания лавсана $\overline{K}_{tr}(t)$, рассчитанные по формуле (8) с учетом наличия между лавсановой пленки и детектором камеры СХР6 полипропиленового фильтра толщиной 1 мкм. Здесь же для сравнения приведены на приенсе ны приведены на приведены на приенсе на пропуска

прямое сравнение измеренных интегральных коэффициентов K_{tr12} с рассчитанными $\overline{K}_{tr12}(t)$ и/или $\overline{K}_{tr}(t)$ не выглядит оправданным. В свете этого, мы в данной работе приняли упрощенный подход, в котором вместо $\overline{K}_{tr12}(t)$ для сравнения используется приближенный усредненный расчетный коэффициент пропускания

$$\tilde{K}_{tr12}(\lambda_1,\lambda_2,t) = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} K_{tr\lambda}(\lambda,t) d\lambda}{\lambda_2 - \lambda_1},$$
(9)

где [λ₁, λ₂] некоторый эффективный спектральный интервал, характеризующий конкретный использованный спектральный детектор (при определении этого интервала обычно используется

некоторая приближенная информация о функции спектрального отклика), а $K_{tr\lambda}(\lambda, t)$ — теоретически рассчитанный коэффициент пропускания (см. ниже рис. 17б).

Ясно, что выражение (9) можно вполне обоснованно использовать для детального сопоставления расчетных и экспериментальных данных, когда ширина полосы усреднения $\lambda_1 - \lambda_2$ заметно меньше типичных длин волн на этом интервале. В этом случае влияние априорной информации о расчетном падающем спектре минимально, так как падающий спектр предположительно достаточно гладкий. Усреднение же позволяет частично сгладить влияние "случайных" факторов, таких как экспериментальные погрешности и конкретное расположение расчетных линий поглощения, которые известны лишь с ограниченной точностью. В то же время, при широком спектральном интервале усреднения, сравнение расчетных и экспериментальных результатов носит уже довольно грубый, в значительной мере только качественный характер. Значимость такого сравнения повышается, когда интервал $[\lambda_1, \lambda_2]$ выбран с учетом особенностей спектра поглошения. Именно в этом случае имеет смысл сравнивать интегральный коэффициент пропускания, измеренный при помощи рентгеновской камеры СХР6, с расчетными данными, обработанными по формуле (9). В частности, один из использованных ниже эффективных интервалов $\lambda \in [37,$ 140] А был выбран с учетом спектральных экспериментальных данных по поглощению, приведенных на рис. 13.

Полная совокупность результатов по сравнению измеренных и рассчитанных коэффициентов пропускания в разные моменты времени представлена на рис. 17. В качестве отправной точки, на верхней панели рис. 17а показан временной ход интегральных по спектру величин: кривая 1 – использованный в расчете падающий поток МРИ $\int_0^{\infty} S_{in\lambda}(\lambda, t) d\lambda$, кривая 2 – рассчитанный прошедший поток МРИ $\int_{0}^{\infty} S_{tr\lambda}(\lambda, t) d\lambda$, кривая 3 (величина $\overline{K}_{tr}(t)$) — отношение кривых 2 и 1. Кривая 4 на нижней панели рис. 17а показывает временной ход расчетного коэффициента пропускания $\tilde{K}_{tr12}(\lambda_1, \lambda_2, t)$, усредненного по интервалу $[\lambda_1, \lambda_2] = [37, 140]$ Å с использованием рассчитанных профилей коэффициента $K_{tr\lambda}(\lambda, t)$, приведенных на рис. 17б для разных моментов времени относительно момента времени $t = t_{max}$. Там же для сравнения приведены экспериментальные данные по пропусканию, полученные при помощи ВУФ-спектрографа GIS-3d (точки □ и ■). Точки (■) получены путем усреднения измеренного спектрального коэффициента пропускания в эффективном спектральном диапазоне [37, 140] Å по формуле (9) с учетом "заплывания" смотровых окон в рамке-держателе мишени, точ-ки (□) – без учета "заплывания".

На рис. 17в-д кривые 4 показывают расчетный временной ход коэффициента пропускания $\tilde{K}_{tr12}(\lambda_1,\lambda_2,t)$ для случаев, когда усреднение проводилось по эффективным спектральным интервалам λ∈ [46, 140] Å, [80, 100] Å, [110, 140] Å, соответственно. На этих же рисунках показаны экспериментальные точки, полученные усреднением данных с ВУФ-спектрографа GIS-3d по тем же эффективным спектральным интервалам. Эти точки обозначены как ∎ и □ – как было сказано выше, с учетом, заплывания смотровых окон и без него, точно так же как на рис. 17а. На рис. 17е показана также кривая 5 – временная зависимость интегральной пропускной способности $\overline{K}_{tr}(t)$, рассчитанной с учетом наличия между лавсановой мишенью и детектором камеры СХР6 дополнительного фильтра из холодного полипропилена толщиной 1 мкм. Она сопоставляется с экспериментальными данными (точки ♦), полученными с помощью рентгеновской камеры СХР-6, которая была защищена таким фильтром. Там же для сравнения показан временной ход расчетного спектрального коэффициента поглощения $\tilde{K}_{tr12}(\lambda_1, \lambda_2, t)$ кривая 4), усредненного по эффективному спектральному интервалу $\lambda \in [46,$ 601 Å.

Совокупность данных, представленных на рис. 17, показывает, что в целом имеется неплохое согласие между полученными экспериментальными данными и результатами проведенного расчета динамики нагрева и разлета тонкой лавсановой пленки. Это указывает на правильное общее понимание динамики плазмы, возникающей под воздействием мощного импульса греющего ВУФ-излучения, и на правильность описания переноса как внешнего, так и собственного теплового излучения в такой плазме. В то же время наблюдаются некоторые значимые расхождения, которые заслуживают отдельного обсуждения.

Прежде всего отметим, что учет заплывания рамки держателя лавсановой пленки по истечении примерно 5 нс после максимума МРИ – это заметный эффект, и его устранение с помощью последующей обработки может вносить заметную погрешность в экспериментальные данные. Напомним, что в расчетах с помощью RALEF-2D этот эффект никак не учитывался. Усилия по его минимизации весьма желательны.

Далее мы видим, что в сравнении с экспериментом численный расчет демонстрирует систематическое завышение коэффициента пропускания при $t \ge t_{max} + 3$ нс в мягкой области спектра, что особенно наглядно продемонстрировано на

867

рис. 17д для диапазона $\lambda \in [110, 140]$ Å. К данному моменту времени практически вся масса лавсана нагрета до температуры T > 30 эВ и, как видно из графиков $K_{tr\lambda}(\lambda,t)$ на рис. 176, в коэффициенте поглошения лавсановой плазмы на длинах волн $\lambda > 90$ Å начинают доминировать многочисленные линии Li- и Ве-подобных ионов кислорода в сочетании с высоковозбужденными линиями Неподобных ионов углерода. Здесь вполне вероятно проявляются недостатки теоретической модели THERMOS. в которой может быть учтено недостаточное количество переходов между дискретными уровнями соответствующих ионов, а также недостаточно детально описано тонкое расщепление термов и (nl)-конфигураций на отдельные уровни, в результате чего остаются неперекрытыми узкие спектральные окна прозрачности между объединенными группами линий для отдельных $(nl) \rightarrow (n'l')$ переходов. Оба указанных эффекта ведут к завышению рассчитанных интегральных коэффициентов пропускания \overline{K}_{tr12} и \tilde{K}_{tr12} .

Обращает также на себя внимание существенно отличный от нуля, на уровне 0.1–0.2, коэффициент пропускания, измеренный рентгеновской камерой СХР6 на стадии предымпульса МРИ при $t \le t_{max} - 10$ нс и представленный точками (\blacklozenge) на рис. 17е. Как видно из рис. 15б, на этом этапе основная масса лавсановой пленки имеет сравнительно низкую температуру T < 8 эВ и пропускает падающее излучение в сравнительно узком эффективном спектральном окне $[\lambda_1, \lambda_2] \approx [44, 60]$ Å (см. кривую 5 на рис. 7а и соответствующие кривые на рис. 17б), в пределах которого (т.е. при $hv \in [200, 284]$ эВ) пропускную способность полипропиленового фильтра можно считать практически постоянной (см. кривую 1 на рис. 7а) и поэтому просто не учитывать. Последнее, казалось бы, полностью оправдывает выбор именно расчетной величины $\tilde{K}_{tr12}(\lambda_1, \lambda_2, t)$ из формулы (9), представленной кривой 4 на рис. 17е, для сравнения с экспериментальными данными. Это, однако, было бы бесспорно только в том случае, если бы функция спектрального отклика Φ(λ) камеры СХР6, оставаясь более-менее постоянной при $\lambda \in [44, 60]$ Å, резко спадала до нуля при $\lambda > 60$ Å. Здесь важным является то обстоятельство, что окно пропускания холодного лавсана $hv \in [200,$ 284] эВ лежит в далеком экспоненциальном хвосте $hv/kT_{r3} \approx 20-30$ мягкого спектра предымпульса излучения с температурой $T_{r3} = 20$ эВ. Последнее означает высокую чувствительность как измеренного, так и рассчитанного интегральных коэффициентов пропускания к детальному закону "включения" более жесткой облучающей ком-поненты $P_1(t)$ с температурой излучения $T_{r1} =$ = 55 эВ, а также высокую чувствительность величины K_{tr12} из формулы (7) к закону спадания $\Phi(\lambda)$ при $\lambda > 60$ Å поскольку, из-за более широкого (по

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ том 48 № 9 2022

сравнению с лавсаном) окна пропускания полипропиленового фильтра, недостаточно резкий спад $\Phi(\lambda)$ привел бы к существенному увеличению знаменателя в формуле (7), т.е. к более низким значениям измеренного коэффициента пропускания чем по оценке (9). Как следствие, кривая 4, рассчитанная по формуле (9) для $[\lambda_1, \lambda_2]$ $\lambda_2 \approx [46, 60]$ Å без учета пропиленового фильтра, должна скорее всего соответствовать оценке сверху на интегральный коэффициент пропускания, измеренный камерой СХР6. По тем же причинам кривая 5 на рис. 17е, являющаяся графиком $\overline{K}_{tr12}(t)$ из формулы (8), рассчитанным с учетом полипропиленового фильтра, но в предположении $\Phi(\lambda) = 1$ для всех длин волн 5.97 < λ < < 3320 Å, должна соответствовать оценке снизу на измеренный коэффициент пропускания. Поскольку именно это и наблюдается на рис. 17е, мы можем на данном этапе констатировать отсутствие значимых расхождений между теорией и экспериментом для интегрального коэффициента пропускания на ранних временах за 10-15 нс до пика мощности МРИ. Для более детального сравнения требуется более точная информация о реальной динамике нарастания спектральной мощности МРИ в диапазоне пропускания полипропиленового фильтра $hv \in [60, 284]$ эВ и о реальном профиле функции отклика камеры СХР6 $\Phi(\lambda)$ в этом же спектральном диапазоне. Отметим, что если использовать "резкое" включение компоненты $P_1(t)$ греющего мишень импульса МРИ (как описано в работе [16]) в момент t_{max} — 12.8 нс, то при t < 12 нс обе расчетные кривые 4 и 5 опускаются до уровней менее 0.02, что уже существенно расходится с экспериментальными данными.

Для выявления зависимости индуцированной прозрачности лавсановой пленки от энергии в импульсе греющего излучения мы провели два дополнительных расчета. Они отличаются от расчета, приведенного выше на рис. 17, только значениями коэффициентов P_{10} , P_{20} и P_{30} , входящими в формулы (3)-(5). В расчете с более энергичным импульсом греющего излучения по сравнению с "номинальным" все эти коэффициенты были умножены на 2: $P_{10} = 0.396 \text{ TBt/cm}^2$, $P_{20} = 2.888 \text{ TBt/cm}^2$, $P_{30} = 9.4 \text{ \GammaBt/cm}^2$. В расчете с ослабленным импульсом греющего излучения все эти коэффициенты были разделены на 2: *P*₁₀ = $= 0.099 \text{ TBT/cm}^2$, $P_{20} = 0.722 \text{ TBT/cm}^2$, $P_{30} =$ = 2.35 ГВт/см². Результаты этих расчетов по интегральному коэффициенту пропусканию $\overline{K}_{tr}(t)$ как функции от времени сопоставлены на рис. 18 с таким же коэффициентом для расчета с номинальным импульсом МРИ. Эти кривые аналогичны кривой 3, представленной на рис. 17а. Видно, что временная зависимость просветления лавсано-



Рис. 18. Временной ход расчетного интегрального коэффициента пропускания для разных полных энергий греющего излучения. Кривая *1* соответствует увеличенному в 2 раза против номинального импульсу, кривая *2* – номинальному импульсу, кривая *3* – ослабленному в 2 раза против номинального импульсу.

вой пленки качественно не зависит от энергии греющего импульса излучения в представленном диапазоне ее изменений. Вместе с тем имеются количественные отличия. При большем по энергии греющем импульсе МРИ просветление наступает раньше. Так, при 4-кратном увеличении энергии импульса просветление наступает на ~3 нс раньше, если иметь в виду уровень 0.5 от максимального просветления в терминах \overline{K}_{tr} . Кроме того, от энергии греющего импульса зависит максимальная степень просветления. На момент времени +10 нс коэффициент поглощения плазмы майлара увеличивается в ≈2 раза при 4-кратном уменьшении энергии импульса в исследованном диапазоне параметров. В момент пика мощности МРИ (*t* – *t_{max}* = 0) для этих случаев коэффициенты поглощения отличаются еще больше – в 5 раз.

Еще раз заметим, что параметры номинального расчета были выбраны в соответствии с типичными параметрами экспериментов на установке Ангара-5-1. Обобщая результаты сопоставления трех расчетов, можно отметить следующее. Показано, что номинальная энергия греющего импульса ~70-100 кДж, при заданных остальных его параметрах (пиковой мощности, длительности, спектра), близка к порогу хорошего просветления $(\bar{K}_{tr} \sim 0.6)$ лавсановой пленки толщиной ~3 мкм. Рассмотренная выше в этом разделе динамика прогрева такой пленки ясно указывает на то, что имеется связь между энергией греющего импульса при сохранении его остальных параметров и оптимальной толщиной лавсановой пленки. Чем толще лавсановая пленка, тем больше должна быть энергия греющего импульса. Данные расчета подтверждают, что выбранная экспериментально толщина пленки ~3 мкм близка к оптимуму.

4. ВЫВОДЫ

На основании проведенных экспериментов по радиационной абляции лавсановых пленок можно сделать следующие выводы:

1. Продемонстрирована возможность изменять временной профиль импульса МРИ, падающего на мишень из слоев некоторых металлов (на примере Ni) при помощи адаптивного фильтра. Показано эффективное подавление предымпульса излучения таким фильтром до 5–10% в спектральном диапазоне $\lambda \ge 120$ Å при сохранении высокой пропускной способности не менее 50% для основного импульса излучения в спектральном диапазоне $\lambda \in (40, 90)$ Å.

2. Фильтр позволяет отделить эффекты, связанные с воздействием длительного предымпульса источника излучения на фронтальную поверхность мишени до момента основного импульса излучения. При этом вещество мишени сохраняется до нагрузки основным импульсом излучения в плотном состоянии, что позволяет определить изменение прозрачности слоев мишени в более широкой области начальных значений ее плотности.

3. В предварительных экспериментах с мишенью типа Ni* + My (20 нм + 0.6 мкм) продемонстрировано, что применение адаптивного фильтра из лавсана (2.97 мкм) приводит к сильному изменению динамики прозрачности слоев такой мишени на стадии воздействия основного импульса МРИ по сравнению со случаем без применения такого фильтра. При этом спектральное пропускание плазмы мишени Ni* + Му достигает таких же значений ~0.5–0.6, что и для случая отсутствия адаптивного фильтра.

4. Исследовано затенение эффективной апертуры смотровых окон рамки-держателя мишеней. Смотровое окно размерами 3.5 × 8 мм может частично и далее полностью перекрываться плазмой вещества рамки к моментам времени >+6 нс после пика мощности МРИ. На этой и последующих стадиях регистрации необходимо учитывать вклад поглощения плазмы рамки внутри смотрового окна в регистрируемый коэффициент пропускания мишени. Учет такого поглощения приводит к хорошему соответствию экспериментальных данных полученных на спектрографе и расчетных значений коэффициента пропускания.

Несколько улучшить данную ситуацию может как применение лавсанового фильтра, подавляющего длительное воздействие предымпульса излучения на вещество рамки-держателя, так и использование безкислородного пластика в качестве вещества рамки, например, полипропилена или полиэтилена.

5. Важную роль при анализе физических процессов в исследуемой мишени сыграло численное радиационно-гидродинамическое моделирование по программе RALEF-2D динамики нагрева, расширения и собственного излучения тонкой лавсановой (майларовой) пленки. В целом, при разумной аналитической интерполяции временных и спектральных профилей получаемых в эксперименте импульсов МРИ, удалось добиться вполне удовлетворительного согласия измеренных и рассчитанных спектральных коэффициентов пропускания рентгеновского излучения плазмой лавсана в разные моменты времени по отношению к пику мощности МРИ.

6. Показано, что на начальной стадии главного подъема мощности МРИ (на стадии предымпульса) интегральный по спектру коэффициент пропускания особенно чувствителен ко времени появления и закону нарастания более "жесткой" компоненты излучения с эффективной температурой ~50-70 эВ. Для более поздней стадии, за пиком мощности МРИ продемонстрирована важная роль такого побочного эффекта как заплывание окна наблюдения плазмой, образующейся при испарении внешней рамки. В то же время, значимое превышение рассчитанного пропускания нал измеренным в мягком лиапазоне $\lambda \in [110, 140]$ Å в моменты времени сразу за пиком мощности МРИ указывает на возможный недостаточно точный учет в модели THERMOS поглощения в многочисленных линиях Li- и Ве-подобных ионов кислорода плазмы лавсана при температурах $T \approx 30-40$ эВ.

Авторы выражают благодарность коллективу установки Ангара-5-1 за инженерно-техническое сопровождение экспериментов. Работа частично выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты № № 20-02-00007, 20-21-00082 и 18-29-21005). Все расчеты по программе RALEF-2D были выполнены на суперкомпьютере К-60 вычислительного центра Института прикладной математики им. М.В. Келдыша РАН. Моделирование динамики плазмы лавсана существенным образом было основано на таблицах для коэффициента поглощения плазмой лавсана. Они были составлены научным коллективом А.Д. Соломянная, И.Ю. Вичев, А.С. Грушин, Д.А. Ким из ИПМ РАН, с использованием поддерживаемого этим коллективом численного кода THERMOS.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Jones M.C., Ampleford D.J., Cuneo M.E., Hohlfelder R., Jennings C.A., Johnson D.W., Jones B., Lopez M.R., MacArthur J., Mills J.A., Preston T., Rochau G.A., Savage M., Spencer D., Sinars D.B., Porter J.L. X // Rev. Scien. Instr. 2014. V. 85. P. 083501-1–083501-11.
- Митрофанов К.Н., Александров В.В., Браницкий А.В., Грабовский Е.В., Грицук А.Н., Олейник Г.М., Фролов И.Н. // Физика плазмы. 2021. Т. 47. № 10. С. 887–920.

- Sinars D.B., Sweeney M.A., Alexander C.S., Ampleford D.J., Ao T., Apruzese J.P., Aragon C., Armstrong D.J., Austin K.N., Awe T.J., Baczewski A.D., Bailey J.E., Baker K.L., Ball C.R., Barclay H.T., Beatty S., Beckwith K., Bell K.S., Benage Jr. J.F., Bennett N.L., Blaha K., Bliss D.E., Boerner J.J., Bourdon C.J. et al. // Physics of Plasmas. 2020. V. 27. № 7. P. 070501-1–070501-26.
- Грабовский Е.В., Сасоров П.В., Шевелько А.П., Александров В.В., Андреев С.Н., Баско М.М., Браницкий А.В., Грицук А.Н., Волков Г.С., Лаухин Я.Н., Митрофанов К.Н., Новиков В.Г., Олейник Г.М., Самохин А.А., Смирнов В.П., Толстихина И.Ю., Фролов И.Н., Якушев О.Ф. // Письма в "Журнал экспериментальной и теоретической физики". 2016. Т. 103. № 5. С. 394-401.
- Grabovski E.V., Sasorov P.V., Shevelko A.P., Aleksandrov V.V., Andreev S.N., Basko M.M., Branitski A.V., Gritsuk A.N., Volkov G.S., Laukhin Ya.N., Mitrofanov K.N., Oleinik G.M., Samokhin A.A., Smirnov V.P., Tolstikhina I.Yu., Frolov I.N., Yakushev O.F. // Matter and Radiation at Extremes. 2017. V. 2. № 3. P. 129–138.
- 6. Митрофанов К.Н., Александров В.В., Грабовский Е.В., Грицук А.Н., Фролов И.Н., Браницкий А.В., Лаухин Я.Н. // Физика плазмы. 2017. Т. 43. № 4. С. 367–382.
- Sangster T.C., McCrory R.L., Goncharov V.N., Harding D.R., Loucks S.J., McKenty P.W., Meyerhofer D.D., Skupsky S., Yaakobi B., MacGowan B.J., Atherton L.J., Hammel B.A., Lindl J.D., Moses E.I., Porter J.L., Cuneo M.E., Matzen M.K., Barnes C.W., Fernandez J.C., Wilson D.C., Kilkenny J.D., Bernat T.P., Nikroo A., Logan B.G., Yu S., Petrasso R.D., Sethian J.D., Obenschain S. Overview of inertial fusion research in the United States. // Nuclear Fusion. 2007. V. 47. № 10. P. S686– S695.
- Olson C., Rochau G., Slutz S., Morrow C., Olson R., Cuneo M., Hanson D., Bennett G., Sanford T., Bailey J., Stygar W., Vesey R., Mehlhorn T., Struve K., Mazarakis M., Savage M., Pointon T., Kiefer M., Rosenthal S., Cochrane K., Schneider L., Glover S., Reed K., Schroen D., Farnum C., Modesto M., Oscar D., Chhabildas L., Boyes J., Vigil V. et al. // Fusion Science and Technology. 2005. V. 47. № 3. P. 633–640.
- Rogers F.J. and Iglesias C.A. Astrophysical Opacity // Science. 1994. V. 263. № 5143. P. 50–55.
- Bailey J.E., Rochau G.A., Mancini R.C., Iglesias C.A., MacFarlane J.J., Golovkin I.E., Blancard C., Cosse P., Faussurier G. // Phys. Plasmas. 2009. V. 16. № 5. P. 058101-1-058101-16.
- Falcon R.E., Rochau G.A., Bailey J.E., Ellis J.L., Carlson A.L., Gomez T.A., Montgomery M.H., Winget D.E., Chen E.Y., Gomez M.R., Nash T.J. // High Energy Density Phys. 2013. V. 9. № 1. P. 82.
- Nagayama T., Bailey J.E., Loisel G.P., Rochau G.A., MacFarlane J.J., Golovkin I. // Phys. Rev. E. 2016. V. 93. P. 023202-1-023202-13.
- Spielman R.B., Long F., Martin T.H., Poukey J.W., Seidel D.B., Shoup W., Stygar W.A., McDaniel D.H., Mostrom M.A., Struve K.W., Corcoran P., Smith I., Spence P. // Proceedings of the 9th IEEE Pulsed Power Conference, Albuquerque, NM, edited by R. White and K. Prestwich Institute of Electrical and Electronics Engineers, New York, 1995. P. 396–404.

- 14. Xian-Bin Huang, Shao-Tong Zhou, Jia-Kun Dan, Xiao-Dong Ren, Kun-Lun Wang, Si-Qun Zhang, Jing Li, Qiang Xu, Hong-Chun Cai, Shu-Chao Duan, Kai Ouyang, Guang-Hua Chen, Ce Ji, Bing Wei, Shu-Ping Feng, Meng Wang, Wei-Ping Xie, Jian-Jun Deng, Xiu-Wen Zhou, and Yi Yang Preliminary experimental results of tungsten wire-array Z-pinches on Primary Test Stand // Phys. Plasmas. 2015. V. 22. № 7. P. 072707-1–072707-10.
- Альбиков З.А., Велихов Е.П., Веретенников А.И., Глухих В.А., Грабовский Е.В., Грязнов Г.М., Гусев О.А., Жемчужников Г.Н., Зайцев В.И., Золотовский О.А., Истомин Ю.А., Козлов О.В., Крашенинников И.С., Курочкин С.С., Латманизова Г.М., Матвеев В.В., Минеев Г.В., Михайлов В.Н., Недосеев С.Л., Олейник Г.М., Певчев В.П., Перлин А.С., Печерский О.П., Письменный В.Д., Рудаков Л.И., Смирнов В.П., Царфин В.Я., Ямпольский И.Р. // Атомная энергия. 1990. Т. 68. Вып. 1. С. 26–35.
- Александров В.В., Баско М.М., Браницкий А.В., Грабовский Е.В., Грицук А.Н., Митрофанов К.Н., Олейник Г.М., Сасоров П.В., Фролов И.Н. // Физика плазмы. 2021. Т. 47. № 7. С. 613–650.
- 17. http://www.vniia.ru/production/bystroprotekaushieprocessy/apparatura-dlya-registratsii-bystroprotekayushchikh-protsessov.php
- Митрофанов К.Н., Грабовский Е.В., Грицук А.Н., Лаухин Я.Н., Александров В.В., Олейник Г.М., Медовщиков С.Ф., Шевелько А.П. // Физика плазмы. 2013. Т. 39. № 1. С. 71–96.
- Gritsuk A.N., Aleksandrov V.V., Grabovskiy E.V., Mitrofanov K.N., Oleinik G.M., Sasorov P. V., Shevelko A.P. // Journal of Physics: Conference Series, 2019. V. 1238. P. 012053.

- 20. *Kologrivov A.A., Rupasov A.A., Sklizkov G.V.* // Nuclear Inst. and Methods in Physics. Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. 2019. V. 916. № 2. P. 313–321.
- Волков Г.С., Лахтюшко Н.И., Терентьев О.В. // Приборы и техника эксперимента (ПТЭ). 2010. № 5. С. 115–120.
- Day R.H., Lee P. // J. Appl. Phys. 1981. V. 52. № 11. P. 6965–6973.
- 23. X-Ray Mass Attenuation Coefficients. Database. Режим доступа: https://physics.nist.gov/PhysRefData/XrayMassCoef/tab3.html
- 24. Filter Transmission Database. Режим доступа: http://henke.lbl.gov/optical_constants/
- 25. Basko M.M., Maruhn J. and Tauschwitz A. // J. Comput. Phys. 2009. V. 228. № 6. P. 2175.
- 26. Basko M.M., Maruhn J. and A. Tauschwitz // GSI Scientific Report 2009: Gesellschaft fur Schwerionenforschung MBH, Darmstadt, Germany, GSI Report 2010-1, 410 (2010). Режим доступа: http://www.gsi.de/library/GSI-Report-2010-1/.
- 27. *Nikiforov A.F., Novikov V.G. and Uvarov V.B.* Quantum-Statistical Models of Hot Dense Matter. Methods for Computation Opacity and Equation of State. 2005. Birkhauser, Basel, Switzerland. 439 pp.
- 28. *More R.M., Warren K.H., Young D.A., Zimmerman G.B.* // Physics of Fluids. 1988. V. 31. № 10. P. 3059.
- Faik S., Basko M.M., Tauschwitz A., Iosilevskiy I., Maruhn J.A. // High Energy Density Physics. 2012. V. 8. № 4. P. 349.
- 30. Faik S., Tauschwitz An., Iosilevskiy I. // Comput. Phys. Commun. 2018. V. 227. № 6. P. 117–125.

_____ ПЫЛЕВАЯ _____ ПЛАЗМА

УДК 523.36;533.951

МОДИФИЦИРОВАННОЕ УРАВНЕНИЕ ЗАХАРОВА—КУЗНЕЦОВА ДЛЯ ОПИСАНИЯ НИЗКОЧАСТОТНЫХ НЕЛИНЕЙНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ В ПЛАЗМЕ ЗАПЫЛЕННОЙ ЭКЗОСФЕРЫ ЛУНЫ

© 2022 г. А. И. Кассем^{а, b}, С. И. Копнин^с, С. И. Попель^{с, *}, Л. М. Зеленый^с

^а Московский физико-технический институт (государственный университет), Долгопрудный, Россия ^b Университет Мансура, Мансура, Египет

^с Институт космических исследований РАН, Москва, Россия *e-mail: popel@iki.rssi.ru Поступила в редакцию 13.06.2022 г. После доработки 25.06.2022 г. Принята к публикации 26.06.2022 г.

Получено нелинейное уравнение, описывающее динамику нелинейных волновых структур в пылевой плазме над освещенной частью Луны в случае низких частот и блинообразной формы волнового пакета вдоль внешнего магнитного поля. Данное уравнение является модифицированным уравнением Захарова—Кузнецова. Найдена аналитическая формула для одномерного солитонного решения. Проведен анализ устойчивости одномерного солитонного решения, который показывает, что данное решение устойчиво.

Ключевые слова: модифицированное уравнение Захарова–Кузнецова, неаналитичность, солитонное решение, устойчивость, переходные лунные явления

DOI: 10.31857/S0367292122600662

1. ВВЕДЕНИЕ

В последние годы во всем мире значительно возрос интерес к исследованиям Луны с помощью космических аппаратов. В России готовятся лунные миссии "Луна-25", "Луна-26", "Луна-27" (см., например, [1]). Существенный вклад в развитие лунных программ вносят Китайская Народная Республика и Соединенные Штаты Америки (см., например, [2–4]) и т. д. Существенную долю в исследованиях Луны занимают вопросы, касающиеся пыли и пылевой плазмы в лунной экзосфере [5, 6]. Источником пыли на Луне служит лунный реголит, на формирование которого существенное влияние оказала бомбардировка поверхности естественного спутника Земли метеороидами различных размеров на протяжении миллиардов лет. Обращенная к Солнцу сторона Луны находится под действием солнечного ветра и излучения. Важную роль приобретает фотоэффект, за счет которого освещенная солнечным светом поверхность Луны приобретает положительный заряд [7].

При определенных условиях силы электростатического отталкивания могут привести к подъему пылевых частиц субмикро- и микромасштабных размеров над лунной поверхностью [8–10]. В этом случае можно говорить о "запыленной" экзосфере Луны, в которой помимо электронов и ионов солнечного ветра содержатся левитирующие заряженные пылевые частицы, а также фотоэлектроны, поступающие в экзосферу в результате фотоэмиссии с лунной поверхности и с поверхностей левитирующих пылевых частиц. Следует подчеркнуть, что роль фотоэлектронов в процессе зарядки пылевых частиц оказывается определяющей. На рис. 1 приведены параметры "запыленной" экзосферы Луны, полученные на основе численных расчетов в модели, описанной в [9].

Существенное место в физике плазмы занимают исследования линейных и нелинейных волновых структур, например, солитонов (см., например, [11–14]).

Как и в любой плазменной системе, в экзосфере Луны возможно существование линейных и нелинейных волн [15–19]. В работе [20] приведено описание пылевых звуковых солитонов в плазме запыленной экзосферы Луны. При этом использовалось упрощенное описание, в котором лунная поверхность предполагалась гладкой, не учитывалась анизотропия, связанная, например, с присутствием магнитного поля, что позволило использовать одномерные (в пространстве) уравнения. Вместе с тем, хорошо известно, что примерно четверть лунной орбиты проходит через



Рис. 1. Параметры "запыленной" экзосферы Луны в зависимости от высоты *h* над лунной поверхностью $(n_e \ u \ n_d - концентрации электронов и пылевых частиц, <math>Z_d$ – зарядовое число пылевой частицы) для значения угла $\theta = 82^\circ$ между местной нормалью и направлением на Солнце.

хвост магнитосферы Земли. Типичные магнитные поля в хвосте магнитосферы порядка 10^{-5} — 10^{-4} Гс [21, 22]. Кроме того, имеются области магнитных полей коры Луны, известные как области магнитных аномалий. Поверхностные поля, измеренные магнитометрами Apollo 12, 14, 15 и 16, составили соответственно 3.8×10^{-4} , 1.03×10^{-3} , 3×10^{-5} и 3.27×10^{-3} Гс [23]. Следует отметить, что все места посадки кораблей Аполлон находились на видимой стороне Луны. Существуют спутниковые наблюдения [24], которые показали, что самые большие и сильные магнитные поля расположены на невидимой стороне Луны.

Благодаря действию магнитных полей в хвосте магнитосферы Земли возможен перенос частиц заряженной пыли над лунной поверхностью на большие расстояния [25]. Перенос пылевых частиц на большие расстояния осуществляется за счет нескомпенсированной магнитной части силы Лоренца и является важным качественным эффектом. Магнитная часть силы Лоренца, действующей на пылевую частицу, для полей магнитных аномалий либо меньше, либо сопоставима с аналогичной силой, вычисленной для магнитных полей хвоста магнитосферы Земли на орбите Луны. Однако из-за существенной локализации областей магнитных аномалий их влияние на динамику заряженных пылевых частиц над Луной не приводит к новым качественным эффектам [26]. Вместе с тем, магнитные поля могут определять характер плазменной турбулентности [14, 19].

В условиях пылевой плазмы над освещенной частью Луны основной вклад вносят фотоэлектроны и положительно заряженные пылевые частицы, выполняющие роль ионов в обычной плазме. В работе [14] рассматривалась ситуация, когда гирочастота пылевых частиц ω_{Bd} настолько мала, что для частот пылевых звуковых волн о выполнено соотношение $\omega \gg \omega_{Bd}$. В этом случае, с одной стороны, влиянием магнитного поля можно пренебречь, но с другой – существует анизотропия, связанная с вектором магнитного поля, которая может повлиять на структуру нелинейной волны. Если при этом имеется почти одномерный волновой пакет, в котором локализация вдоль вектора магнитного поля, значительно сильнее, чем в других направлениях, то, как показано в [14], нелинейные волны описываются модифицированным уравнением Кадомцева-Петвиашвили. В настоящей работе рассматривается противоположная ситуация, когда частоты пылевых звуковых волн не превышают ω_{Bd} . В обычной плазме в случае низких частот и блинообразной формы волнового пакета вдоль внешнего магнитного поля нелинейные волны описываются хорошо известным уравнением Захарова-Кузнецова (см., например, [27]). При этом особенности окололунной пылевой плазмы по сравнению с обычной плазмой весьма велики и ограничиваются не просто заменой ионов на положительно заряженные пылевые частицы, поэтому уравнение, описывающее в схожей ситуации пылевые звуковые солитоны, будет отличаться от уравнения Захарова-Кузнецова. Целью настоящей работы является вывод этого уравнения, нахождение его одномерных решений, а также исследование устойчивости этих решений.

2. ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

К образованию пылевых звуковых нелинейных структур у освещенной стороны Луны может, например, приводить пылевая звуковая неустойчивость, которая достаточно легко реализуется в условиях плазмы в области взаимодействия хвоста магнитосферы с Луной [17, 18]. Если в результате раскачки колебаний (или волны) вследствие развития неустойчивости их амплитуды становятся достаточно большими, такими, что уже невозможно линейное рассмотрение, то в плазме могут возникать пылевые звуковые нелинейные волны, одним из видов которых являются солитоны.

Динамика пылевых частиц в плазме запыленной экзосфере Луны с учетом магнитного поля **B**, направленного вдоль оси *z*, описывается уравнением непрерывности и уравнением Эйлера

$$\frac{\partial n_d}{\partial t} + \frac{\partial n_d v_{d,x}}{\partial x} + \frac{\partial n_d v_{d,y}}{\partial y} + \frac{\partial n_d v_{d,z}}{\partial z} = 0,$$
(1)

$$\frac{\partial v_{d,x}}{\partial t} + v_{d,x} \frac{\partial v_{d,x}}{\partial x} + v_{d,y} \frac{\partial v_{d,x}}{\partial y} + v_{d,z} \frac{\partial v_{d,x}}{\partial z} + \frac{q_d}{m_d} \frac{\partial \varphi}{\partial x} = \frac{q_d B}{m_d c} v_{d,y},$$
(2)

$$\frac{\partial v_{d,y}}{\partial t} + v_{d,x} \frac{\partial v_{d,y}}{\partial x} + v_{d,y} \frac{\partial v_{d,y}}{\partial y} + v_{d,z} \frac{\partial v_{d,y}}{\partial z} + + \frac{q_d}{m_d} \frac{\partial \varphi}{\partial y} = -\frac{q_d B}{m_d c} v_{d,x},$$

$$\frac{\partial v_{d,z}}{\partial t} + v_{d,x} \frac{\partial v_{d,z}}{\partial x} + v_{d,y} \frac{\partial v_{d,z}}{\partial y} + + v_{d,z} \frac{\partial v_{d,z}}{\partial z} + \frac{q_d}{m_d} \frac{\partial \varphi}{\partial z} = 0.$$
(3)

Здесь n_d , m_d , $q_d = eZ_d$ – концентрация, масса и заряд пылевых частиц (Z_d – электрический заряд пылевой частицы, выраженный в количестве элементарных зарядов); $B = |\mathbf{B}|$, -e – заряд электрона; $v_{d,x}$, $v_{d,y}$, $v_{d,z}$ – компоненты скорости пылевых частиц, φ – самосогласованный электростатический потенциал плазмы.

Уравнение Пуассона имеет вид

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} = 4\pi (en_e - q_d n_d), \qquad (5)$$

где n_{e} — концентрация электронов.

На пространственно-временных масштабах, характерных для пылевых звуковых волн, электроны успевают подчиниться статистическому распределению. Поскольку пылевые частицы над освещенной поверхностью Луны в результате фотоэффекта могут приобретать положительный заряд, пылевые звуковые солитоны будут создавать положительный электростатический потенциал [16, 20], который будет представлять собой потенциальную яму для электронов. Электроны будут испытывать адиабатический захват в случае, когда выполнено следующее неравенство:

$$\tau_S \ge l_S / v_{Te} \,, \tag{6}$$

где τ_S , l_S — характерные соответственно временные и пространственные масштабы солитона, v_{Te} — тепловая скорость электронов над освещенной поверхностью Луны. Отметим, что $\tau_S \propto \omega_{pd}^{-1}$, $\omega_{pd} = \sqrt{4\pi n_{e0}Z_d e^2/m_d}$ — плазменная пылевая частота. Пространственный размер солитона l_S как правило составляет несколько радиусов Дебая

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ том 48 № 9 2022

 $\lambda_{De} = \sqrt{T_e/4\pi n_{e0}e^2}$. Поэтому $l_S/v_{Te} \propto \omega_{pe}^{-1}$, где $\omega_{pe} = \sqrt{4\pi n_{e0}e^2/m_e}$ – электронная плазменная частота (здесь m_e – масса электрона, n_{e0} – невозмущенная концентрация электронов, T_e – температура электронов). Следовательно, для пылевых звуковых солитонов неравенство (6) практически всегда выполняется. Поэтому при описании пылевых звуковых волн следует учитывать адиабатический захват электронов [28] потенциальной ямой, сформированной пылевым звуковым солитоном. В этом случае электроны описываются согласно распределению Гуревича

$$n_e(\varphi) = \left[\left(1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\sqrt{e\varphi/T_e}} e^{-u^2} du \right) \exp\left(\frac{e\varphi}{T_e}\right) + \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{e\varphi}{T_e}} \right].$$
(7)

В безразмерных переменных $t \to \omega_{pd}^{-1}\tilde{t}$; $(x, y, z) \to (\tilde{x}, \tilde{y}, \tilde{z})\lambda_{De}$; $(v_{d,x}, v_{d,y}, v_{d,z}) \to (\tilde{v}_{d,x}, \tilde{v}_{d,y}, \tilde{v}_{d,z})C_{Sd}; \phi \to T_e \tilde{\phi}/e$; $n_d \to \tilde{n}_d \cdot n_{d0}$; где $\omega_{pd} = \sqrt{4\pi n_{e0}Z_d e^2/m_d} -$ плазменная пылевая частота, $\lambda_{De} = \sqrt{T_e/4\pi n_{e0}e^2} -$ электронный радиус Дебая, $C_{Sd} = \omega_{pd}\lambda_{De} -$ характерная скорость пылевых звуковых возмущений, n_{d0} – невозмущенная концентрация пылевых частиц; система уравнений принимает вид (здесь и далее над всеми безразмерными переменными знак "~" опускаем)

$$\frac{\partial n_d}{\partial t} + \frac{\partial n_d V_{d,x}}{\partial x} + \frac{\partial n_d V_{d,y}}{\partial y} + \frac{\partial n_d V_{d,z}}{\partial z} = 0,$$
(8)

$$\frac{\partial v_{d,x}}{\partial t} + v_{d,x} \frac{\partial v_{d,x}}{\partial x} + v_{d,y} \frac{\partial v_{d,x}}{\partial y} + v_{d,z} \frac{\partial v_{d,x}}{\partial z} + \frac{\partial \varphi}{\partial x} = \frac{\omega_{Bd}}{\omega_{pd}} v_{d,y},$$
(9)

$$\frac{\partial v_{d,y}}{\partial t} + v_{d,x} \frac{\partial v_{d,y}}{\partial x} + v_{d,y} \frac{\partial v_{d,y}}{\partial y} + v_{d,y} \frac{\partial v_{d,y}}{\partial y} + v_{d,z} \frac{\partial v_{d,y}}{\partial z} + \frac{\partial \varphi}{\partial y} = -\frac{\omega_{Bd}}{\omega_{od}} v_{d,x},$$
(10)

$$\frac{\partial v_{d,z}}{\partial t} + v_{d,x}\frac{\partial v_{d,z}}{\partial x} + v_{d,y}\frac{\partial v_{d,z}}{\partial y} + v_{d,z}\frac{\partial v_{d,z}}{\partial z} + \frac{\partial \varphi}{\partial z} = 0, \quad (11)$$

где пылевая частота Лармора имеет вид $\omega_{Bd} = (q_d B)/(m_d c).$

Уравнение Пуассона (6) в безразмерном виде (в предположении $\phi \ll 1$) с точностью до $o(\phi^3)$ имеет вид

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} = 1 + \varphi - \frac{4}{3} \frac{\varphi^{3/2}}{\sqrt{\pi}} + \frac{\varphi^2}{2} - n_d.$$
(12)

3. МОДИФИЦИРОВАННОЕ УРАВНЕНИЕ ЗАХАРОВА-КУЗНЕЦОВА

Система уравнений (1)–(7) или ее безразмерный аналог (8)–(12) используется для описания пылевых звуковых солитонов в условиях запыленной экзосферы над освещенной поверхностью Луны. В линейном приближении система уравнений (8)–(12) дает хорошо известный закон дисперсии (в безразмерном виде)

$$\mathbf{k}^2 + 1 = \frac{\mathbf{k}_{\parallel}^2}{\omega^2} + \frac{\mathbf{k}_{\perp}^2}{\omega^2 - \omega_{Be}^2},$$
(13)

где \mathbf{k}_{\parallel} и \mathbf{k}_{\perp} – составляющие волнового вектора \mathbf{k} вдоль и поперек магнитного поля соответственно; $\omega_{Be} = \omega_{Bd}/\omega_{pd}$ – безразмерная пылевая частота Лармора.

Например, для длин волн, значительно превосходящих радиус Лармора, при малых углах между направлением распространения волны и магнитным полем закон дисперсии (13) принимает вид [27]

$$\omega(\mathbf{k}) = \left|\mathbf{k}_{\parallel}\right| \left[1 - \frac{\left|\mathbf{k}_{\parallel}\right|^{2}}{2} - \frac{\left(1 + \omega_{Be}^{2}\right)\mathbf{k}_{\perp}^{2}}{\omega_{Be}^{2}}\right]$$
(14)

или в размерном виде

$$\boldsymbol{\omega}(\mathbf{k}) = C_{Sd} \left\| \mathbf{k}_{\parallel} \right\| \left[1 - \frac{\left\| \mathbf{k}_{\parallel} \right\|^2 \lambda_{De}^2}{2} \left(1 + \frac{\omega_{Pd}^2 + \omega_{Bd}^2}{\omega_{Bd}^2} \frac{\mathbf{k}_{\perp}^2}{\mathbf{k}_{\parallel}^2} \right) \right].$$
(15)

Закону дисперсии (15) в координатном пространстве соответствует уравнение, имеющее вид

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} + C_{Sd} \frac{\partial \Phi}{\partial z} + \frac{C_{Sd} \lambda_{De}^2}{2} \frac{\partial^3 \Phi}{\partial z^3} + \frac{C_{Sd} \lambda_{De}^2}{2} \frac{\partial^3 \Phi}{\partial z^3} + \frac{C_{Sd} \lambda_{De}^2}{2} \frac{\omega_{pd}^2 + \omega_{Bd}^2}{\omega_{Bd}^2} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) \Phi = 0,$$
(16)

где $\Phi = e\varphi/T_e$.

Уравнение (16) является уравнением линейного типа. Оно по форме совпадает с аналогичным уравнением для ионно-звуковых волн, полученным в [27] в случае обычной плазмы, когда электроны имеют больцмановский характер распределения. Учет более высоких порядков малости в системе уравнений (8)-(12) приводит к нелинейному уравнению. Однако нелинейное уравнение, полученное из системы уравнений (8)–(12), будет отличаться нелинейным слагаемым от аналогичного нелинейного уравнения для ионно-звуковых волн в обычной плазме. Для вывода нелинейного уравнения можно воспользоваться стандартным методом разложения по малому параметру є [29, 30]. Используя метод асимптотического представления на основе классического

анализа размерностей, новые переменные можно представить в следующем виде:

$$\tau = \varepsilon^{3/4} t, \tag{17}$$

$$\xi = \varepsilon^{1/4} x, \tag{18}$$

$$\mathbf{n} = \mathbf{\epsilon}^{1/4} \mathbf{v}.\tag{19}$$

$$=\varepsilon^{1/4}z - M\varepsilon^{3/4}t.$$
 (20)

При этом разложения по малому параметру є принимают вид

٤

$$n_d = 1 + \varepsilon n_1 + \varepsilon^{3/2} n_2, \qquad (21)$$

$$v_{d,x} = \varepsilon^{5/4} v_{1\,d,x} + \varepsilon^{3/2} v_{2\,d,x},\tag{22}$$

$$v_{d,y} = \varepsilon^{5/4} v_{1\,d,y} + \varepsilon^{3/2} v_{2\,d,y}, \tag{23}$$

$$v_{d,z} = \varepsilon v_{1\,d,z} + \varepsilon^{3/2} v_{2\,d,z},\tag{24}$$

$$\varphi = \varepsilon \varphi_1 + \varepsilon^{3/2} \varphi_2. \tag{25}$$

Полученное таким образом нелинейное уравнение для пылевых звуковых возмущений у освещенной поверхности Луны с учетом влияния магнитного поля для длин волн, значительно превосходящих радиус Лармора, при малых углах между направлением распространения волны и магнитным полем, с заменой $\phi_1 \rightarrow \phi$ в размерном виде имеет вид

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + C_{Sd} \sqrt{\frac{e\phi}{\pi T_e}} \frac{\partial \phi}{\partial z} + \frac{C_{Sd} \lambda_{De}^2}{2} \frac{\partial^3 \phi}{\partial z^3} + \frac{C_{Sd} \lambda_{De}^2}{2} \frac{\omega_{pd}^2 + \omega_{Bd}^2}{\omega_{Bd}^2} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}\right) \phi = 0.$$
(26)

Уравнение (26) является модифицированным уравнением Захарова—Кузнецова (ср. с уравнением Захарова—Кузнецова [27], полученным для ионно-звуковых волн в обычной плазме, не содержащей пылевые частицы).

4. СОЛИТОННЫЕ РЕШЕНИЯ И ИХ УСТОЙЧИВОСТЬ

Решение модифицированного уравнения Захарова—Кузнецова (26) будем искать в виде горизонтально распространяющихся пылевых звуковых волн на высотах h, значительно превосходящих радиус Дебая λ_{De} . Для этого перейдем в систему отсчета, в которой ось z' ориентирована в направлении распространения волнового пакета. Вводя угол ϑ между направлением z' и магнитным полем **В**, развернем систему координат согласно замене

$$x' = x\cos\vartheta - z\sin\vartheta,\tag{27}$$

$$y' = y, \tag{28}$$

$$z' = x\sin\vartheta + z\cos\vartheta. \tag{29}$$

В новой системе координат уравнение (26) принимает вид

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + \gamma_1 \sqrt{\phi} \frac{\partial \phi}{\partial z'} + \gamma_2 \frac{\partial^3 \phi}{\partial z'^3} + \gamma_3 \sqrt{\phi} \frac{\partial \phi}{\partial x'} + \gamma_4 \frac{\partial^3 \phi}{\partial x'^3} + \gamma_5 \frac{\partial^3 \phi}{\partial x' \partial z'^2} + \gamma_6 \frac{\partial^3 \phi}{\partial z' \partial x'^2} + \gamma_7 \frac{\partial^3 \phi}{\partial z' \partial y'^2} + \gamma_8 \frac{\partial^3 \phi}{\partial x' \partial y'^2} = 0,$$
(30)

где

$$\gamma_1 = C_{Sd} \sqrt{\frac{e}{\pi T_e}} \cos \vartheta, \tag{31}$$

$$\gamma_{2} = \frac{C_{Sd}\lambda_{De}^{2}}{2}\cos^{3}\vartheta + \frac{C_{Sd}\lambda_{De}^{2}}{2}\frac{\omega_{pd}^{2} + \omega_{Bd}^{2}}{\omega_{Bd}^{2}}\cos\vartheta\sin^{2}\vartheta,$$
(32)

$$\gamma_3 = -C_{Sd} \sqrt{\frac{e}{\pi T_e}} \sin \vartheta, \qquad (33)$$

$$\gamma_4 = -\frac{C_{Sd}\lambda_{De}^2}{2}\sin^3\vartheta - \frac{C_{Sd}\lambda_{De}^2}{2}\omega_{Pd}^2 + \omega_{Bd}^2\sin\vartheta\cos^2\vartheta,$$
(34)

$$\gamma_{5} = -\frac{3C_{Sd}\lambda_{De}^{2}}{2}\cos^{2}\vartheta\sin\vartheta +$$

$$+\frac{C_{Sd}\lambda_{De}^{2}}{2}\frac{\omega_{pd}^{2} + \omega_{Bd}^{2}}{\omega_{Pd}^{2}}(2\cos^{2}\vartheta\sin\vartheta - \sin^{3}\vartheta),$$
(35)

$$\gamma_{6} = \frac{3C_{Sd}\lambda_{De}^{2}}{2}\cos\vartheta\sin^{2}\vartheta - \frac{C_{Sd}\lambda_{De}^{2}}{2}\frac{\omega_{pd}^{2} + \omega_{Bd}^{2}}{\omega_{Bd}^{2}}(2\cos\vartheta\sin^{2}\vartheta - \cos^{3}\vartheta),$$
(36)

$$\gamma_7 = \frac{C_{Sd} \lambda_{De}^2}{2} \frac{\omega_{pd}^2 + \omega_{Bd}^2}{\omega_{Bd}^2} \cos \vartheta, \qquad (37)$$

$$\gamma_8 = \frac{C_{Sd} \lambda_{De}^2}{2} \frac{\omega_{pd}^2 + \omega_{Bd}^2}{\omega_{Bd}^2} \sin \vartheta.$$
(38)

Уравнение (30) имеет решение в виде одномерных солитонов, распространяющихся вдоль оси z' со скоростью u_0 :

$$\phi_{Sol} = \left(\frac{15u_0}{8\gamma_1}\right)^2 ch^{-4} \left[\frac{1}{2}\sqrt{\frac{u_0}{4\gamma_2}}(z' - u_0 t)\right].$$
 (39)

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ том 48 № 9 2022

Амплитуда солитона (39) положительна, т.е. предположение, учитывающее адиабатический захват электронов потенциальной ямой, образованной пылевым звуковым солитоном, оправдано.

На рис. 2 приведены амплитуды ϕ_0 солитонных решений (39) в зависимости от высоты *h* над лунной поверхностью и скорости распространения солитона u_0 при $\vartheta = 1^\circ$ (рис. 2a), 3° (рис. 2б), 5° (рис. 2в). Все расчеты проведены для параметров запыленной экзосферы над лунной поверхностью, когда угол солнечного склонения $\theta = 82^\circ$. Соответствующие параметры приведены на рис. 1.

Для исследования устойчивости солитонных решений используется стандартный метод [27] линеаризации уравнения (30) относительно малых возмущений $\delta\phi(x', y', \tilde{z}', t)$ точного решения (39). Здесь $\tilde{z}' = z' - u_0 t$, $\delta\phi = \phi_{Sol}$. Подстановка в (31) выражения $\phi = \phi_{Sol} + \delta\phi(x', y', \tilde{z}', t)$ приводит к уравнению

$$\frac{\partial \delta \phi}{\partial t} - u_0 \frac{\partial \delta \phi}{\partial \tilde{z}'} + \gamma_1 \sqrt{\phi} \frac{\partial \sqrt{\phi_{Sol}} \delta \phi}{\partial \tilde{z}'} + \gamma_2 \frac{\partial^3 \delta \phi}{\partial \tilde{z}^{*3}} + + \gamma_3 \sqrt{\phi_{Sol}} \frac{\partial \delta \phi}{\partial x'} + \gamma_4 \frac{\partial^3 \delta \phi}{\partial x'^3} + \gamma_5 \frac{\partial^3 \delta \phi}{\partial x' \partial \tilde{z}'^2} + + \gamma_6 \frac{\partial^3 \delta \phi}{\partial \tilde{z}' \partial x'^2} + \gamma_7 \frac{\partial^3 \delta \phi}{\partial \tilde{z}' \partial y'^2} + \gamma_8 \frac{\partial^3 \delta \phi}{\partial x' \partial y'^2} = 0$$
(40)

Отметим, что при выводе уравнения (40) используется условие малости возмущения $\delta \phi \ll \phi_{Sol}$. При этом, вообще говоря, должно выполняться неравенство $\delta \phi + \phi_{Sol} > 0$. Выполнение этого неравенства может быть достигнуто выбором величины $\delta \phi$, например в виде $\delta \phi = \sigma \phi_{Sol}$, где $0 < \sigma \ll 1$. Такое рассмотрение позволяет исследование устойчивости солитонного решения в окрестности любой точки из области определения солитона.

Ищем решение в виде

=

$$\delta \phi(\mathbf{x}', \mathbf{y}', \tilde{\mathbf{z}}', t) =$$

$$\psi(\tilde{\mathbf{z}}') \exp\left[ik\left(l_{\mathbf{x}'}\mathbf{x}' + l_{\mathbf{y}'}\mathbf{y}' + l_{\tilde{\mathbf{z}}'}\tilde{\mathbf{z}}'\right) - i\omega t\right], \qquad (41)$$

где $(l_{x'}, l_{y'}, l_{\tilde{z}'})$ — направляющие косинусы волнового вектора **k**. Для малых **k** справедливо следующее разложение:

$$\Psi(\tilde{z}') \approx \Psi_0 + k\Psi_1 + k^2\Psi_2 + \dots \qquad (42)$$

$$\omega \approx k\omega_1 + k^2\omega_2 + \dots \tag{43}$$

Подставляя выражение (41) с учетом разложений (42) и (43) в уравнение (40) и приравнивая

Рис. 2. Амплитуды солитонных решений в зависимости от высоты *h* над лунной поверхностью и скорости распространения солитона u_0 при $\vartheta = 1^\circ$ (a), 3° (б), 5° (в).

члены одного порядка малости, получаем цепочку уравнений

$$-u_0 \frac{\partial \Psi_0}{\partial \tilde{z}'} + \gamma_1 \frac{\partial \sqrt{\phi_{Sol}} \Psi_0}{\partial \tilde{z}'} + \gamma_2 \frac{\partial^3 \Psi_0}{\partial \tilde{z}'^3} = 0$$
(44)

$$-u_{0} \frac{\partial \Psi_{1}}{\partial \tilde{z}'} + \gamma_{1} \frac{\partial \sqrt{\phi_{Sol}}\Psi_{1}}{\partial \tilde{z}'} + \gamma_{2} \frac{\partial^{3}\Psi_{1}}{\partial \tilde{z}^{\prime 3}} =$$

$$= i \left(\omega_{1} + u_{0}l_{\tilde{z}'}\right) \Psi_{0} - iv_{1}\sqrt{\phi_{Sol}}\Psi_{0} - iv_{2} \frac{\partial^{2}\Psi_{0}}{\partial \tilde{z}^{\prime 2}}$$

$$(45)$$

$$-u_{0}\frac{\partial\psi_{2}}{\partial\tilde{z}'} + \gamma_{1}\frac{\partial\phi_{Sol}\psi_{2}}{\partial\tilde{z}'} + \gamma_{2}\frac{\partial^{3}\psi_{2}}{\partial\tilde{z}'^{3}} = i\omega_{2}\psi_{0} + i\left(\omega_{1} + u_{0}l_{\bar{z}'} - v_{1}\sqrt{\phi_{Sol}}\right)\psi_{1} + v_{3}\frac{\partial\psi_{0}}{\partial\tilde{z}'} - iv_{2}\frac{\partial^{2}\psi_{1}}{\partial\tilde{z}'^{2}},$$
(46)

где $v_1 = \gamma_1 l_{\tilde{z}'} + \gamma_3 l_{x'}, \quad v_2 = 3\gamma_2 l_{\tilde{z}'} + \gamma_5 l_{x'}, \quad v_3 = 3\gamma_2 l_{\tilde{z}'}^2 + 2\gamma_5 l_{x'} l_{\tilde{z}'} + \gamma_6 l_{x'}^2 + \gamma_7 l_{y'}^2.$

Уравнение (44) имеет решение вида

$$\Psi_0 = C_1 \frac{\partial \phi_{Sol}}{\partial \tilde{z}'},\tag{47}$$

где C_1 — некоторая произвольная константа. Подставляя (47) в (45) находим решение для ψ_1

$$\begin{split} \Psi_{1} &= C_{2} \frac{\partial \phi_{Sol}}{\partial \tilde{z}'} + \\ &+ \frac{iC_{1}\gamma_{2}}{2u_{0}\beta} \bigg[(a+b) \tilde{z}' C_{1} \frac{\partial \phi_{Sol}}{\partial \tilde{z}'} + \frac{4}{5} (5a+b) \phi_{Sol} \bigg], \end{split}$$
(48)

где C_2 – некоторая произвольная константа, а также

$$a = \omega_1 + u_0 l_{\tilde{z}'} - \frac{5v_1 u_0}{4\gamma_1} + \frac{v_2 u_0}{4\gamma_2}, \qquad (49)$$

$$b = \frac{5v_1u_0}{4\gamma_1} - \frac{5v_2u_0}{4\gamma_2}.$$
 (50)

Решение уравнения (46) существует, если правая часть этого уравнения ортогональна ядру оператора, сопряженного к оператору

$$-u_0 \frac{\partial}{\partial \tilde{z}'} + \gamma_1 \frac{\partial \sqrt{\phi_{Sol}}}{\partial \tilde{z}'} + \gamma_2 \frac{\partial^3}{\partial \tilde{z}'^3}$$
(51)

Таким образом, поскольку ϕ_{Sol} — решение для оператора (51), условие существования решения уравнения (46) имеет вид

$$\int_{-\infty}^{\infty} \phi_{Sol} \left[i\omega_2 \psi_0 + i \left(\omega_1 + u_0 I_{\tilde{z}'} - v_1 \sqrt{\phi_{Sol}} \right) \psi_1 + v_3 \frac{\partial \psi_0}{\partial \tilde{z}'} - i v_2 \frac{\partial^2 \psi_1}{\partial \tilde{z}'^2} \right] d\tilde{z}' = 0$$
(52)

С учетом выражений (47) и (48) выражение (52) легко интегрируется и приводит к закону дисперсии

$$\omega_{\rm l} = \Omega - u_0 l_{z'} + \sqrt{\Omega^2 - \Lambda}, \qquad (53)$$

где

$$\Omega = \frac{16}{25} \left(\sqrt{\phi_0} v_1 - \frac{3v_2 u_0}{16\gamma_2} \right), \tag{54}$$


$$\Lambda = \frac{512}{945} \left(\left(\frac{15u_0}{8\gamma_1} \right)^2 v_1^2 - \frac{75u_0^2 v_1 v_2}{128\gamma_1 \gamma_2} - \frac{15}{512} \frac{v_2^2 u_0^2}{\gamma_2^2} + \frac{15u_0^2 v_3}{128\gamma_2} \right).$$
(55)

Из (53) видно, что в случае $\Lambda < \Omega^2$ закон дисперсии вещественен и решение устойчиво. Неустойчивость возникает при $\Lambda > \Omega^2$. Анализ уравнения (53) приводит к пороговому значению $\omega_{Be,th}^2$ для развития неустойчивости:

$$\omega_{Be,th}^{2} = \frac{1 + \frac{l_{x'}^{2}}{l_{y'}^{2}} \left(1 - \frac{9}{7} tg^{2} \vartheta\right)}{\sin^{2} \vartheta - \frac{9}{7} \frac{l_{x'}^{2}}{l_{y'}^{2}} tg^{2} \vartheta}$$
(56)

с инкрементом неустойчивости

$$\Gamma = \frac{2}{\sqrt{63}} \frac{u_0 \sqrt{\left(1 + \omega_{Be}^2\right)P}}{\sin^2 \vartheta + \omega_{Be}^2},$$
(57)

где

$$P = \left[1 + \frac{l_{x'}^2}{l_{y'}^2} \left(1 - \frac{9}{7} tg^2 \vartheta\right)\right] \omega_{Be}^2 + \sin^2 \vartheta - \frac{9}{7} \frac{l_{x'}^2}{l_{y'}^2} tg^2 \vartheta.$$
(58)

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Итак, получено нелинейное уравнение, описывающее динамику нелинейных волновых структур в пылевой плазме над освещенной частью Луны в случае низких частот и блинообразной формы волнового пакета, вдоль внешнего магнитного поля. Данное уравнение является модифицированным уравнением Захарова-Кузнецова. Полученное уравнение отличается от обычного уравнения Захарова-Кузнецова тем, что в его нелинейном слагаемом содержится множитель $\sqrt{\phi}$ тогда как в аналогичном слагаемом обычного уравнения в качестве множителя содержится ф в первой степени. Найдена аналитическая формула для одномерного солитонного решения. Данное решение отличается от хорошо известных одномерных солитонных решений уравнений Кортевега-де Фриза и Захарова-Кузнецова. Проведен анализ устойчивости одномерного солитонного решения, который показывает, что данное решение устойчиво.

Неаналитичность нелинейного слагаемого затрудняет поиск двумерных решений модифицированного уравнения Захарова—Кузнецова, которые возможно получить аналитически в случае обычного уравнения. В этой связи, для двумерно-

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ том 48 № 9 2022

го анализа решений модифицированного уравнения Захарова—Кузнецова, по-видимому, следует использовать численные методы, что является задачей будущих исследований. Что касается возможных применений рассмотренных солитонов, как и в случае, описанном в работе [14], интерес представляют так называемые переходные лунные явления.

Один из авторов (А.И. Кассем) благодарен Министерству Высшего образования Египта за поддержку.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Зеленый Л.М., Попель С.И., Захаров А.В. // Физика плазмы. 2020. Т. 46. С. 441.
- Li D., Wang Y., Zhang H., Wang X., Wang Y., Sun Z., Zhuang J., Li C., Chen L., Zhang H., Zou X., Zong C., Lin H., Ma J., Li X., Cui X., Yao R., Wang X., Gao X., Yang Sh., Wang X., Zhang B. // Geophys. Res. Lett. 2020. V. 47. P. e2020GL089433.
- 3. Голубь А.П., Попель С.И. // Астрон. вестн. 2021. Т. 55. С. 393.
- Horányi M., Sternovsky Z., Lankton M., Dumont C., Gagnard S., Gathright D., Grün E., Hansen D., James D., Kempf S., Lamprecht B., Srama R., Szalay J.R., Wright G. // Space Sci. Rev. 2014. V. 185. P. 93.
- 5. Popel S.I., Golub' A.P., Zelenyi L.M., Dubinskii A.Yu. // Planet. Space Sci. 2018. V. 156. P. 71.
- 6. Захаров А.В., Зеленый Л.М., Попель С.И. // Астрон. вестн. 2020. Т. 54. С. 483.
- 7. Walbridge E. // J. Geophys. Res. 1973. V. 78. P. 3668.
- 8. Colwell J.E., Batiste S., Horányi M., Robertson S., Sture S. // Rev. Geophys. 2007. V. 45. P. RG2006.
- Попель С.И., Копнин С.И., Голубь А.П., Дольников Г.Г., Захаров А.В., Зеленый Л.М., Извекова Ю.Н. // Астрон. вестн. 2013. Т. 47. С. 455.
- Popel S.I., Zelenyi L.M., Atamaniuk B. // Phys. Plasmas. 2015. V. 22. P. 123701.
- Popel S.I., Yu M.Y. // Contrib. Plasma Phys. 1995. V. 35. P. 103.
- 12. Лосева Т.В., Попель С.И., Голубь А.П. // Физика плазмы. 2012. Т. 38. С. 792.
- 13. Копнин С.И., Попель С.И. // Письма в ЖТФ. 2019. Т. 45. С. 26.
- 14. Кассем А.И., Копнин С.И., Попель С.И., Зеленый Л.М. // Физика плазмы. 2022. Т. 48. С. 345.
- Popel S.I., Morfill G.E., Shukla P.K., Thomas H. // J. Plasma Phys. 2013. V. 79. P. 1071.
- 16. *Морозова Т.И., Копнин С.И., Попель С.И. //* Физика плазмы. 2015. Т. 41. С. 867.
- 17. Попель С.И., Морозова Т.И. // Физика плазмы. 2017. Т. 43. С. 474.
- Izvekova Yu.N., Morozova T.I., Popel S.I. // IEEE Transact. Plasma Science. 2018. V. 46. P. 731.
- Popel S.I., Kassem A.I., Izvekova Yu.N., Zelenyi L.M. // Phys. Lett. A. 2020. V. 384. P. 126627.
- 20. *Копнин С.И., Попель С.И. //* Письма в ЖТФ. 2021. Т. 47. С. 29.

- 21. Hones Jr. E.W. // Aust. J. Phys. 1985. V. 38. P. 981.
- 22. *Harada Y.* Interactions of Earth's Magnetotail Plasma with the Surface, Plasma, and Magnetic Anomalies of the Moon, Springer, Japan, 2015.
- 23. *Dyal P., Parkin C.W., Daily W.D.* // Rev. Geophys. 1974. V. 12. P. 568.
- 24. Coleman Jr. P.J., Schubert G., Russell C.T., Sharp L.R. // Moon. 1972. V. 4. P. 419
- 25. Popel S.I., Golub' A.P., Kassem A.I., Zelenyi L.M. // Phys. Plasmas. 2022. V. 29. P. 013701.
- 26. Попель С.И., Голубь А.П., Кассем А.И., Зеленый Л.М. // Физика плазмы. 2022. Т. 48. С. 451.
- 27. Петвиашвили В.И., Похотелов О.А. Уединенные волны в плазме и атмосфере. М.: Энергоатомиздат, 1989
- Лившиц Л.Д., Питаевский Л.П. Теоретическая физика. Т. 10. Физическая кинетика. М.: Физматлит, 2002. С. 182.
- 29. Зейтунян Р.Х. // УФН. 1995. Т. 165. С. 1403.
- 30. *Рыскин Н.М., Трубецков Д.И.* Нелинейные волны. М.: URSS, 2021. С. 180.