

**СТАЦИОНАРНОЕ УСКОРЕНИЕ ЩЕЛОЧНОЙ ПЛАЗМЫ
ВО ВНЕШНИХ СКРЕЩЕННЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ И МАГНИТНОМ
ПОЛЯХ**

**Г. В. Бабкин, С. Д. Гришин, В. А. Журнов,
С. С. Беллин, А. В. Потанов**

(Москва)

Излагаются результаты экспериментального исследования электромагнитного ускорения щелочной плазмы в одноступенчатых и двухступенчатых E, H -ускорителях.

Исследован характер разряда в ускорителях с керамическими и металлическими стенками. Установлено число элементов металлической стенки, необходимое для предотвращения пробоя.

Определены тяга и к.п.д. различных конструкций, дано сравнение их работоспособности и эффективности.

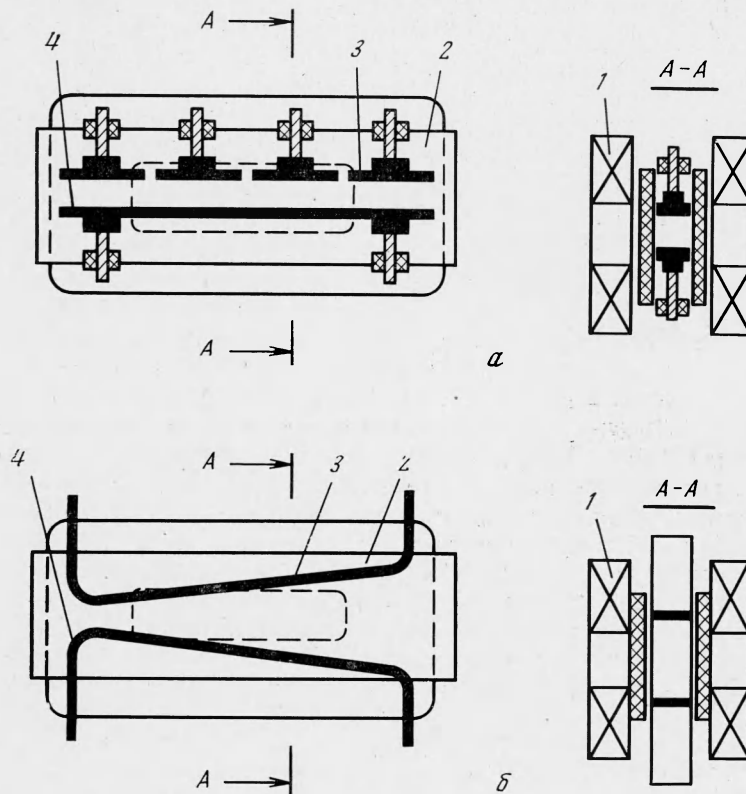
Вопросы теоретических и экспериментальных исследований различных типов плазменных ускорителей стационарного действия наиболее полно рассмотрены в [1]. Однако в указанной работе не освещена физически интересная схема плазменного ускорителя непрерывного действия с внешними скрещенными электрическим и магнитным полями, в котором в качестве рабочего тела используются конденсирующиеся легкоионизируемые вещества, в частности щелочные металлы. Опубликованные в последние годы в периодической печати работы по E, H -ускорителям [2,3] относятся к исследованию сравнительно холодных, слаботочных конструкций, работающих на газах (аргон), без автономного источника плазмы, характеризующихся неустойчивостью рабочего процесса с сильным отрывом электронной температуры T_e от температуры ионов T_i и нейтралов T_n ($T_n/T_e \lesssim \lesssim 2 \cdot 10^{-2}$), низкой скоростью истечения ($\lesssim 2$ км/сек) и большими значениями параметра Холла ($\omega_e \tau_e \gg 1$) по всему каналу. В связи с этим подобные системы неэффективны, недолговечны и в практическом отношении малоперспективны.

Исследуемые в данной работе E, H -ускорители плазмы щелочных металлов с автономным плазмотроном и профилированным магнитным полем представляют большие возможности для оптимизации рабочего процесса ускорения. В частности, применение щелочных металлов позволяет улучшить как ионизационное состояние в ускорительном канале, так и термоэмиссионные свойства электродов. Для обеспечения их работы могут быть использованы низковольтные источники электропитания, при этом необходимая производительность вакуумного оборудования в стендовых условиях заметно ниже, чем в случае применения газов. Эти полезные качества в сочетании с рядом специальных технических решений, например организацией многоступенчатого электромагнитного разгона плазмы, регулированием теплового режима ускорительного канала, в условиях прогресса техники сверхпроводящих магнитных систем делают указанную схему достаточно привлекательной и заслуживающей внимания исследователей.

Однако, несмотря на ее преимущества ряд принципиальных вопросов физики и техники стационарного ускорения металлической плазмы в

E, H -нолях до недавнего времени оставался экспериментально не изученным. Так, требовалась проверка эффективности электромагнитного ускорения, исследование возможности получения распределенного разряда на сравнительно большой площади электродов, изучение стойкости электродов и работоспособности боковых стенок и пр.

В данной работе излагаются экспериментальные результаты, позволяющие более обоснованно судить об основных особенностях рабочего процесса E, H -ускорителя щелочной плазмы, наметить пути его совершенствования.



Фиг. 1

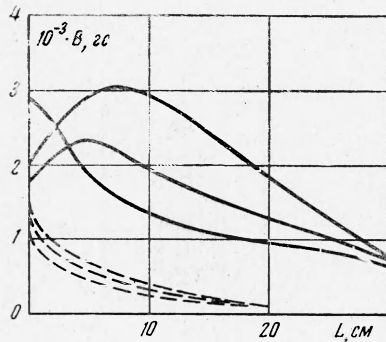
1. Описание эксперимента. Эксперименты проводились на моделях ускорительных каналов двух типов, различающихся главным образом геометрией и температурным режимом. Первый тип низкотемпературной модели (НТМ) (фиг. 1, а, где 1 — магнитные катушки, 2 — боковые диэлектрические стенки, 3 — анод, 4 — катод) характеризуется постоянным сечением канала и сравнительно низкими температурами прямонакальных электродов ($1300 \div 1500^\circ \text{K}$), основным рабочим телом служит жидкий эвтектический сплав натрия и калия.

Особенностью второй схемы высокотемпературной модели (ВТМ) является расширяющийся к выходу канал и фигурная конструкция прямонакальных электродов (фиг. 1, б; обозначения те же, что на фиг. 1, а), обеспечивающая равномерный нагрев рабочего участка, омываемого плазмой, до высокой температуры ($2500 \div 2700^\circ \text{K}$); для компенсации термического удлинения электродов при нагреве соединение одного из токоподводов каждого электрода было выполнено гибким элементом; нерабо-

чая поверхность электродов покрывалась плазменным методом диэлектрическим слоем из ZrO_2 , в качестве рабочего тела в ней использовался главным образом литий, а в отдельных опытах — эвтектический сплав натрия, калия и цезия.

В конструкции канала НТМ применялись сплошные и секционированные электроды (фиг. 1, а); как варианты ВТМ при специальных испытаниях исследовались канал постоянного сечения и двухступенчатая схема, состоящая из двух последовательных ускорительных камер.

Канал НТМ имел поперечное сечение 40×40 мм² и длину $L = 300$ мм. В основном варианте одноступенчатой ВТМ I ширина канала 30 мм,



Фиг. 2

высота 20 мм (вход) и 40 мм (выход), $L = 200$ мм. В двухступенчатой ВТМ II размеры канала первой (от источника плазмы) секции: ширина 30 мм, высота на входе 20 мм, высота на выходе 40 мм, длина катода 150 мм; второй — ширина 30 мм, высота на входе 40 мм, высота на выходе 60 мм, длина катода 150 мм. Электроды изготовлялись из пластин и лент (толщиной $\delta \leq 1$ мм) молибдена, вольфрама и сплавов молибден-рений МР47, МР08 и вольфрам-рений ВР27. В качестве боковых стенок моделей в начале предпринятых исследований применялись электрические пластины из

карбонитрида бора (БНЦ), алюминитрида бора (АБН) и кварца.

Магнитная система моделей состояла из двух катушек-соленоидов (I), располагаемых у боковых стенок, и специальных вставок из магнитного материала (армко), с помощью которых создавалось профилированное спадающее к выходу магнитное поле. Типичные профили магнитного поля B показаны на фиг. 2 (сплошные кривые — НТМ, пунктирные — ВТМ I). Эта магнитная система обеспечивала в плазме на основной длине ускорительного канала значения параметра Холла $\omega_e \tau_e$ порядка $\sim 1 \div 2$. В дальнейшем максимальная величина магнитной индукции обозначается B_M .

Плазма щелочного металла образовывалась и подавалась в ускорительные каналы НТМ и ВТМ с помощью электродуговых источников типа [4-6] в диапазоне среднемассовых расходов рабочего тела $0.005 \div 0.05$ г/сек при потребляемой мощности $2 \div 6$ квт. Испытания моделей ВТМ проводились в охлаждаемой вакуумной емкости объемом ~ 20 м³ при рабочем давлении $\sim 10^{-4}$ мм рт. ст. Образцы НТМ исследовались в охлаждаемой вакуумной камере (объем ~ 1.5 м³) при обеспечении давления во время эксперимента на уровне $10^{-3} \div 10^{-2}$ мм рт. ст.

2. Методика измерений. Наряду со стандартными измерениями электрических параметров моделей (токов, напряжений), записываемых непрерывно на шлейфных осциллографах типа Н700, Н004М, Н105, производились специальные измерения ряда характеристик рабочего процесса.

Температура рабочих поверхностей (электродов, боковых стенок) фиксировалась с помощью оптического пирометра ОППИР-017 (точность измерения температуры 10%) и термопар (хромель-алюмелевых или вольфрам-рениевых) в зависимости от величины измеряемой температуры. Для определения плазменных параметров (потенциала, концентрации электронов n_e , электронной температуры T_e , скорости нейтральной и ионной компоненты плазмы и температуры тяжелых частиц) использовались зондовые и спектроскопические методы.

Плоские и цилиндрические лентмюровские зонды располагались как внутри ускорительных каналов (для снятия поперечных и продольных профилей), так и на входе и выходе. Плоские зонды представляли собой диски из танталовой жести толщиной 0,2 мм и диаметром 1 мм. Диски приваривались к танталовым проволочкам $\phi = 0,5$ мм. Собирающей поверхностью служила плоскость диска, противоположная месту приварки проволочки-держателя, нерабочая плоскость диска и поверхность проволочки покрывались изоляционным слоем ZrO_2 методом плазменного напыления. Цилиндрические зонды изготовлялись из вольфрамовой проволоки $\phi = 0,2 \div 0,3$ мм, заключенной, за исключением собирающей поверхности, в диэлектрическую трубочку из БНЦ. Скорость ионов измерялась методом направленных зондов, согласно которому собирающая поверхность одного из двух зондов устанавливалась параллельно потоку, другого — перпендикулярно (до 12 пар зондов вдоль ускорительного канала).

Обработка зондовых характеристик проводилась по известным соотношениям [7, 8]. Ошибка в измерении T_e достигала $20 \div 25$ %, а n_e — $20 \div 30$ %. Наряду с зондовыми измерениями электронная температура определялась спектроскопическим методом относительных интенсивностей (метод Орнштейна) по линиям LiI λ 4132, 29 Å и λ 4273, 28 Å, λ 4132, 29 Å и λ 4971, 99 Å с использованием вероятностей переходов из [9, 10]. Необходимая проверка справедливости бoльцмановского распределения частиц по энергиям выполнялась как обычно путем построения зависимости величины $\ln I_s \lambda / Ag$ от энергии возбуждения верхнего уровня (I_s — относительная интенсивность линии, λ — длина волны, A — вероятность перехода, g — статистический вес уровня).

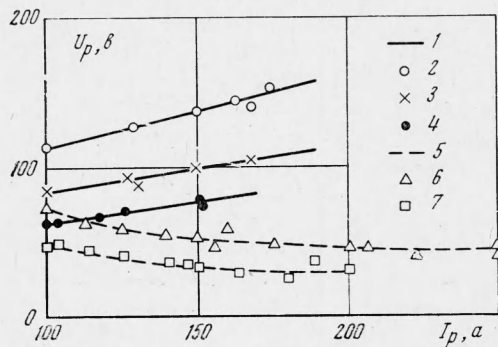
Концентрация электронов измерялась спектроскопически по штарковскому уширению спектральной линии диффузной серии $Li I$ λ 4132, 29 Å (линейный штарк-эффект) с точностью $15 \div 20$ % [11]. Для определения скорости направленного потока нейтральных частиц по эффекту Доплера излучение LiI λ 4132, 29 Å или λ 4273, 28 Å отбиралось по двум каналам (нормальному к потоку плазмы и составляющему угол 30° с потоком) и с помощью системы зеркал и конденсоров передавалось на щель спектрографа. Приемником излучения служила камера УФ-84 с коллиматором УФ-63, установленным на спектрографе ИСП-51. Призмой полного внутреннего отражения, смонтированной в коллиматор, световые потоки были разнесены по высоте щели. В некоторых экспериментах для определения усредненных значений n_e и T_e применялась СВЧ диагностика.

Систематически измерялся импульс струи плазмы на выходе из канала ($50 \div 80$ мм от среза) с помощью маятника-ловушки, подвешенного на упругих тонких лентах или призматических опорах. Сигнал от перемещения маятника под воздействием силы реакции истекающей плазменной струи снимался с индуктивного датчика, в котором в качестве упругого элемента использовались тонкие мембраны, и записывался на ленточной диаграмме электронного автоматического самопишущего потенциометра ЭПП-09М. Питание датчика осуществлялось от звукового генератора по тарировочной кривой с учетом погрешности, связанной с разогревом системы. При работе ускорителя на литии в описываемом маятнике, как показали эксперименты, происходила практически полная конденсация металла. Согласно оценке точность этих измерений составляла $10 \div 30$ %.

3. Результаты экспериментов на моделях с керамическими стенками.

В результате ряда запусков НТМ с керамическими стенками из БНЦ (толщина 10 мм) на литиевой плазме без специального подогрева электродов от внешних источников, а также со сравнительно слабым предварительным накалом катода (температура катода $T_k \leq 700-800^\circ$ К) было выявлено, что разряд имел вид неустойчивой электрической дуги, зани-

мавшей незначительную часть канала, кроме того, наблюдалась интенсивная конденсация лития на относительно холодных внутренних поверхностях диэлектрических стенок (температура стенок со стороны плазмы $T_w \leq 600^\circ \text{K}$). Разогрев молибденового катода от автономного генератора постоянного тока до $T_k = 1300\text{--}1500^\circ \text{K}$ позволил несколько стабилизировать разряд, в большой степени устранить конденсацию лития, однако полная однородность разрядного тока по электродам не была достигнута, вольт-амперные характеристики (при параллельном включении трех



Фиг. 3

секций анода в случае его секционирования) имели слабо падающий характер как в присутствии, так и в отсутствие магнитного поля. Вольт-амперные характеристики разряда в НТМ показаны на фиг. 3, где данным 1—7 соответствовали следующие условия: 1 — эвтектический сплав натрия и калия, $\dot{m} = 0.02 \text{ г/сек}$, металлические стенки; 2 — первая секция анода, $B_M = 2350 \text{ гс}$; 3 — сплошной анод, $B_M = 2350 \text{ гс}$; 4 — сплошной анод, $B_M = 0$; 5 — литий, $\dot{m} = 0.032 \text{ г/сек}$ керамиче-

ские стенки; 6 — $B_M = 1000 \text{ гс}$; 7 — $B_M = 700 \text{ гс}$.

Несмотря на явно неблагоприятную ситуацию в канале НТМ, было отмечено приращение реакции P по сравнению с плазмотроном. Так, в стационарном режиме фиксировались следующие параметры источника плазмы: расход лития $\dot{m} = 0.032 \text{ г/сек}$, напряжение разряда $U_p = 15 \text{ в}$, ток разряда $I_p = 300 \text{ а}$, $P = 11 \text{ г}$, $v = 3 \text{ км/сек}$, $T_e \approx 6500^\circ \text{K}$, $T_p \approx 4500^\circ \text{K}$. Параметры канала НТМ: $B_M = 3560 \text{ гс}$, $T_k = 1200^\circ \text{K}$, $T_w \approx 1000^\circ \text{K}$, $U_p = 141 \text{ в}$, $I_p = 110 \text{ а}$, $P = 46 \text{ г}$. Подобное приращение P может рассматриваться как следствие электромагнитного ускорения плазмы.

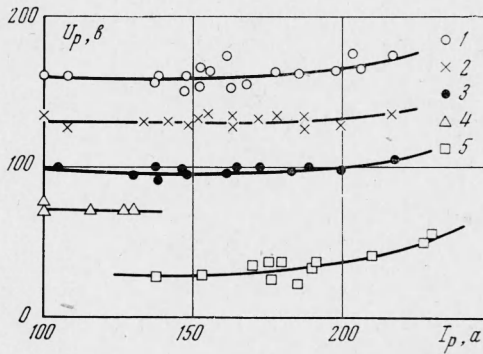
Как правило, напряжение поджига разряда уменьшалось с увеличением U_H накала катода.

Опыты на ВТМ (на плазме лития) с керамическими боковыми стенками, молибден-рениевым катодом ($\delta = 1.2 \text{ мм}$) и вольфрамовым анодом ($\delta = 1.3 \text{ мм}$) показали, что в зависимости от значений T_k , \dot{m} , I_p , B_M и др. в канале могут реализоваться три режима горения разряда, характеризующиеся соответственно: а) одной контрагированной дугой и падающей вольт-амперной характеристикой, б) множеством мелких дуг, пульсациями тока и напряжения, в) распределенным разрядом и возрастающей вольт-амперной характеристикой. Первому и второму режимам сопутствовали усиленная эрозия материала и разрушение электродов, ресурс моделей был кратковременным. Варьируя параметры, в процессе одного запуска удавалось менять режимы, что вызывало соответствующую перестройку вольт-амперной характеристики.

Получению стабильного электрического разряда, распределенного по поверхности электродов, способствовало определенное сочетание ряда вышеуказанных факторов, в частности повышение расхода и температуры катода, как правило, улучшало стабильность разряда. При $T_k = 2500\text{--}2700^\circ \text{K}$ и расходе $\dot{m} \geq 0.005 \text{ г/сек}$ удалось получить устойчивый, распределенный по всей площади электродов разряд при изменении B_M от 0 до 2000 гс со средней по катоду плотностью эмиссионного тока $i_* = 3\text{--}$

$\div 5 \text{ а/см}^2$ (работа выхода $\text{Mo} - \text{Re } \varphi \approx 4 \text{ эВ}$). Температура анода T_a в разряде достигала $2200 \div 2600^\circ \text{ К}$. (Значения T_k и T_a вдоль канала были практически постоянны.) Наличие равномерно распределенного разряда помимо температурных и зондовых измерений следует из непосредственного визуального анализа поверхности электродов. Вольт-амперные характеристики разряда (при $I_p \geq 100 \text{ а}$) слабо растущие. Они показаны на фиг. 4, где точки 1—5 соответствуют следующим условиям: литий, керамические стенки, $\dot{m} = 0.005 \text{ г/сек}$: 1 — $B_M = 1500 \text{ гс}$, 2 — 1300 гс , 3 — 1100 гс ; $\dot{m} = 0.007 \text{ г/сек}$: 4 — 1300 гс , 5 — металлические стенки; $\dot{m} = 0.005 \text{ г/сек}$, 1100 гс .

В этих экспериментах было также зарегистрировано увеличение скорости потока на выходе ускорительного канала по сравнению со скоростью на срезе сопла плазматрона с $\sim 6.25 \text{ км/сек}$ (при мощности разряда в источнике плазмы, равной 3.5 кВт) до $13.5 \div 22 \text{ км/сек}$ в зависимости от режимов ВТМ I, что явилось прямым указанием на осуществление электромагнитного разгона плазмы. Так, при $\dot{m} = 0.008 \text{ г/сек}$, $B_M = 1100 \text{ гс}$, $T_k = 2500^\circ \text{ К}$, $T_a = 2600^\circ \text{ К}$, $I_p = 140 \text{ а}$ ($j_* \approx 3 \text{ а/см}^2$) была зафиксирована скорость на входе 6.25 км/сек , на выходе — 12 км/сек , измеренная реакция составляла соответственно для источника плазмы $P = 5 \text{ г}$, для ускорителя — 9.5 г .



Фиг. 4

Оценка величины скорости потока по импульсу и расходу находится в удовлетворительном соответствии с зондовыми и спектроскопическими измерениями. Зависимость скорости истечения плазмы из ВТМ I от магнитного поля показана на фиг. 5, где точки 1—4 получены при следующих условиях: литий, $I_p = 140 \text{ а}$, по зондовым измерениям, $\dot{m} = 0.005 \text{ г/сек}$: 1 — ВТМ I с металлическими стенками, 2 — ВТМ I с керамическими стенками; по измерениям импульса, ВТМ I с керамическими стенками: 3 — $\dot{m} = 0.005 \text{ г/сек}$, 4 — 0.008 г/сек .

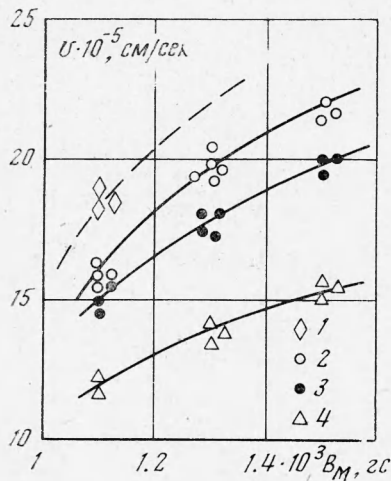
Сумма приэлектродных падений ΔU_c (среднее сечение канала), полученная на основе зондовых измерений потенциала плазмы, мала по сравнению с U_p , ΔU_c растет с увеличением B_M , например при $\dot{m} = 0.005 \text{ г/сек}$, $T_k = T_a = 2500^\circ \text{ К}$, $I_p = 140 \text{ а}$ ΔU_c возросла на $\sim 28\%$ при изменении B_M от 1100 ($\Delta U_c \approx 8.5 \text{ в}$) до 1500 гс ($\Delta U_c \approx 11 \text{ в}$), тепловой поток q_w в боковую стенку (на выходе канала), измеренный датчиками-калориметрами, увеличился также на $\sim 30\%$ (с 0.12 до 0.16 вт/см^2).

Как и следовало ожидать, рост B_M приводил к увеличению U_p (фиг. 4). При этом увеличилась и P , так при возрастании B_M в 1.4 раза (с 1100 до 1500 гс) для $\dot{m} = 0.005 \text{ г/сек}$ (параметр магнитного взаимодействия S изменялся от 25 до 60) величина P выросла в 1.3 раза. Повышение расхода с 0.005 до 0.008 г/сек практически не изменило количественную зависимость P от B_M (S для $\dot{m} = 0.008 \text{ г/сек}$ изменилось от 20 до 50), прирост P также составил $\sim 30\%$. Зависимость силы реакции струи литиевой плазмы от магнитного поля ВТМ I при $I_p = 140 \text{ а}$ показана на фиг. 6, где точки 1, 2 соответствуют значениям $\dot{m} = 0.008, 0.005 \text{ г/сек}$.

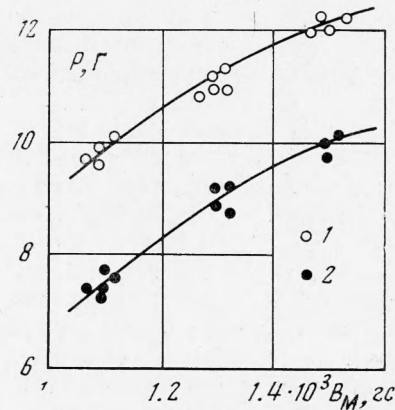
Как показали зондовые измерения, при выбранном профиле B (фиг. 2, кривые 1—3) на основной длине канала осуществлялся почти равномерный рост скорости, лишь на начальном участке канала $x/L \leq 0.15$ на-

блюдалось большее ускорение. Регистрировалось распределение T_e и n_e в среднем поперечном сечении канала 5 ленгмюровскими зондами; на оси $T_e = 1.6 \cdot 10^4$ К, $n_e = 1.2 \cdot 10^{13}$ см $^{-3}$ ($\dot{m} = 0.008$ г/сек, $I_p = 140$ а, $T_k = 2500$ К, $T_a = 2600$ К, $B_M = 1100$ гс), в направлении к электродам T_e и n_e уменьшались.

В проведенных испытаниях ВТМ наилучшим образом зарекомендовали себя с точки зрения эмиссионных свойств катоды из сплава МР47, позволявшие реализовать в режиме распределенного разряда без нарушения стойкости материала электрода j_* до ~ 4 а/см 2 ($T_k = 2650$ К). Отсутствие



Фиг. 5



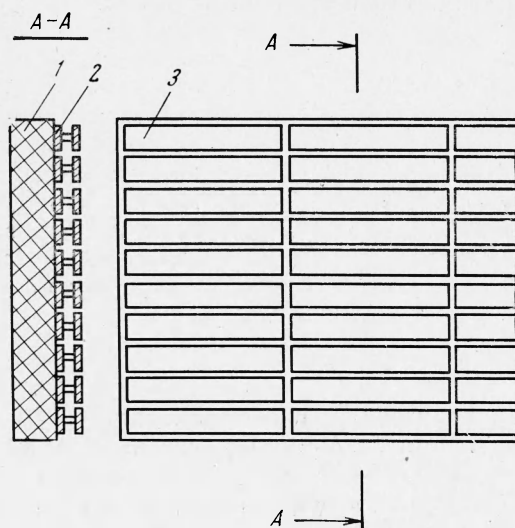
Фиг. 6

заметной эрозии электродов подтверждалось спектроскопическими измерениями. Было также установлено, что неизотермичность плазмы ($T_n / T_e \gg 0.2$) в испытанных моделях существенно меньше, чем в устройствах типа [2,3]. Цикл необходимых измерений определял время непрерывной работы ВТМ в каждом запуске, которое в большинстве экспериментов доходило до ~ 1800 сек.

4. Результаты экспериментов на моделях с «металлическими» стенками. Исследования моделей с керамическими боковыми стенками выявили ряд недостатков, обусловленных теплофизическими свойствами керамики и непосредственным контактом керамического материала с щелочной плазмой. С одной стороны, сравнительно низкая температура внутренней поверхности стенок ($T_w \leq 1000$ К в НТМ и $T_w \leq 1400$ К в ВТМ) была причиной не только частичной конденсации щелочного металла (НТМ), но и деионизации плазмы на их поверхности вследствие амбиполярной диффузии заряженных частиц и их последующей рекомбинации, приводящей к снижению эффективной степени ионизации. С другой стороны, величина T_w в ВТМ была все же достаточно высока для нормальной работы керамики и вызывала потерю ее термостойкости. (Рабочая температура БНЦ ≤ 1500 К.) Во всех случаях взаимодействие агрессивных щелочных паров с керамикой ухудшало ее электроизоляционные свойства и приводило к постепенному разрушению стенок.

Выход из указанных противоречий и решение проблемы стойкости конструкций было достигнуто в результате создания для E, H -ускорителей металлических стенок, состоящих из керамической основы и тугоплавких металлических элементов, смонтированных на этой основе и изолирован-

ных один от другого (фиг. 7, 1 — керамика, 2 — экраны, 3 — металлические элементы). Во избежание замыкания токов Холла в плазме металлические стенки были секционированы не только по высоте, но и по длине канала. Эти стенки за счет специального теплового экранирования могли иметь достаточно высокую температуру поверхности металлических элементов, омываемых плазмой рабочего тела. При этом температура керамики была достаточно низка, термостойкость не нарушалась и взаимодействие ее со щелочной плазмой практически устранялось. Возникший дополнительный нагрев внутренней металлической поверхности стенок улучшил



Фиг. 7

ионизационное состояние прилегающей плазмы, снизил потери электронов и ионов, исключил конденсацию паров рабочего тела. В свою очередь повышение степени ионизации прямо повлияло на эффективность электромагнитного ускорения.

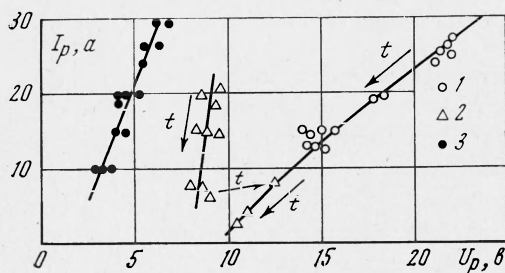
Для практического использования металлических стенок необходимо было решить вопрос о максимально допустимой разности потенциалов, приходящейся на зазор между двумя соседними элементами, расположенными поперек электродов, чтобы исключить возможность пробоев и утечки тока по стенке. Исследование проводилось на моделях с каналом постоянного сечения $20 \times 20 \times 150 \text{ мм}^3$ и металлическими стенками, различающимися в экспериментах числом поперечных элементов. В качестве рабочего тела использовались пары цезия. Модель работала в режиме распределенного разряда с пленочной термоэмиссией прямоканального вольфрамового катода ($T_k = 1300\text{--}1400^\circ \text{K}$) при плотности $j_* \leq 6 \text{ а/см}^2$ и времени непрерывного функционирования до $\sim 3000 \text{ сек}$. Анод был также прямоканальный, вольфрамовый ($T_a = 1300 \div 1400^\circ \text{K}$). Расход цезия составил $\dot{m} = 0.01 \div 0.12 \text{ г/сек}$. Магнитная система обеспечила получение спадающего в выходу поля с $B_M \leq 1500 \text{ гс}$.

На фиг. 8 показаны вольт-амперные характеристики канала в случае цезия ($\dot{m} = 0.017 \text{ г/сек}$) с секционированной поперек электродов с четырьмя поперечными элементами (кривым 1, 3 соответствуют $B_M = 600 \text{ гс}$, $B_M = 0$) и сплошной металлической стенками (кривая 2, $B_M = 600 \text{ гс}$).

Видно, что вольт-амперная характеристика состоит из двух ветвей, разделенных зоной неустойчивости, типичной для электрического пробоя.

Стрелки вдоль характеристик указывают последовательность управления разрядом по времени. Снижение тока до уровня, при котором возможно поддержание объемного разряда между электродами в отсутствие паразитных пробоев в зазорах между металлической стенкой и электродами приводило к перестройке разряда и переходу на другую ветвь вольт-амперной характеристики.

Из сопоставления экспериментов с различным количеством электрических разрывов на стенке 1 и 2 следует, что кривая 1 соответствует разряду без развитого паразитного горения по стенке. Напряжение U_p в точке на кривой 1, начиная с которой происходит резкая перестройка разряда 2,



Фиг. 8

следует, очевидно, принять за напряжение пробоя. На этом основании получено соотношение между величиной критического пробойного напряжения, приходящейся на один зазор между двумя поперечными элементами боковой стенки (или элементом и электродом), и потенциалом ионизации рабочего тела

$$\Delta U_{кр} \approx 1.6V_i$$

где V_i — потенциал ионизации рабочего вещества.

Как показали экспериментальные исследования модели ускорителя на литии, выполнение условия $\Delta U < \Delta U_{кр}$ обеспечивало отсутствие пробоев. Большое внимание было уделено исследованию режимов разогрева стенок. Согласно тепловому расчету допустимые тепловые потоки в металлические стенки (фиг. 7) на диэлектрической основе из БНЦ ограничены сверху величиной $q_w \approx 10 \text{ вт/см}^2$, которая определяет верхнюю допустимую рабочую температуру T_w^* керамики БНЦ в $\sim 1500^\circ \text{К}$, выше $T_w \approx \sim 1500^\circ \text{К}$ теплофизические и механические свойства БНЦ заметно ухудшаются.

Опыты по разогреву металлических стенок НТМ за счет накала катода ($I_H = 780 \text{ а}$, $U_H = 10 \text{ в}$) и анода ($I_H = 885 \text{ а}$, $U_H = 6.8 \text{ в}$) в вакууме показали, что благодаря экранированию существует значительный градиент температур между рабочей поверхностью металлических стенок, омываемых плазмой, и внутренней поверхностью керамики. Так, при нагреве металлических элементов до $T_M = 1525^\circ \text{К}$ (T_M — температура металлической стенки канала) $T_w = 950^\circ \text{К}$ ($\Delta T = 575^\circ$). Таким образом, имеется возможность существенного повышения T_M при $T_w < T_w^*$. Качество изоляции металлических стенок по отношению к пробоям проверялось непосредственно перед монтажом моделей с помощью стандартного мегометра. Несмотря на разогрев стенок в условиях вакуума, наличие внешнего магнитного поля способствовало поддержанию высокого пробойного напряжения для возникновения поверхностных разрядов по керамике.

На НТМ с металлическими стенками были проведены также испытания на эвтектическом сплаве натрия и калия, имеющем по сравнению с литием большую упругость пара (для избежания конденсации), и увеличена тепловая мощность предварительного разогрева камеры за счет накала анода. С помощью этих мер было обеспечено в экспериментах поддержание температуры T_M на уровне не ниже $1000 \div 1100^\circ \text{К}$, что соответствует измеренному тепловому потоку $q_w \approx 6.5 \text{ вт/см}^2$. В центральной части стенок T_M могла достигать в предпринятой серии испытаний ($I_p = 200 \div$

$\div 300 \text{ а}) \sim 1500^\circ \text{ К}$, при этом T_w не превышала $\sim 900^\circ \text{ К}$. В результате была полностью устранена конденсация рабочего тела внутри ускорительного канала, повышена стойкость стенок, реализован устойчивый распределенный разряд в режиме пленочной термоэмиссии катода с растущими вольт-амперными характеристиками (фиг. 3, 1 — эвтектический сплав натрия и калия, $\dot{m} = 0.02 \text{ г/сек}$; 4 — сплошной анод, $B_M = 0$; 3 — сплошной анод, $B_M = 2350 \text{ гс}$; 2 — первая секция анода, $B_M = 2350 \text{ гс}$). Отсутствие утечки тока по стенке при сравнительно большой разности потенциалов, по-видимому, свидетельствует об эффективном электрическом сопротивлении боковых стенок.

В исследованных режимах на выходе $T_e = 9000 \div 12000^\circ \text{ К}$, например при $\dot{m} = 0.02 \text{ г/сек}$ (Na — K), $I_p = 130 \text{ а}$, $U_p = 90 \text{ в}$ (сплошной анод), $B_M = 2350 \text{ гс}$ $T_e = 9000^\circ \text{ К}$. Согласно спектроскопическим измерениям T_e растет с увеличением I_p и B_M и уменьшается с возрастанием \dot{m} .

В моделях ВТМ при длине катода 200 мм (длительность запусков до 3600 сек) рабочая поверхность молибденовых элементов стенки имела $T_M = 1800\text{--}2000^\circ \text{ К}$, $T_w = 1100\text{--}1400^\circ \text{ К}$ (перед запуском модель прогревалась в вакууме в течение 1 \div 2 час). Прямым результатом применения в ВТМ горячих металлических стенок было снижение напряжения горения разряда (фиг. 4). Так, при наличии керамических стенок при $\dot{m} = 0.005 \text{ г/сек}$, $B_M = 1100 \text{ гс}$, $I_p = 140 \text{ а}$, $U_p = 100 \text{ в}$, в случае использования металлических стенок при тех же \dot{m} , B_M и I_p ($T_k = 2700^\circ \text{ К}$, $T_a = 2400^\circ \text{ К}$) напряжение горения снизилось до $\sim 30 \text{ в}$, измеренная скорость возросла до $\sim 18.5 \text{ км/сек}$ (фиг. 5).

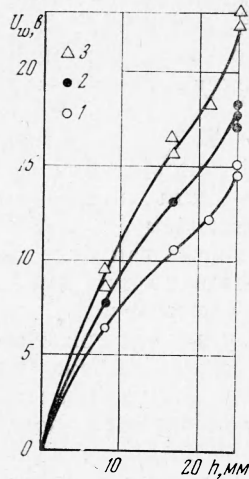
Подобный факт объясняется увеличением степени ионизации плазмы вследствие повышения температуры у пристеночного слоя и снижения рекомбинационного стока заряженных частиц к периферии разряда. Характерно в этой связи отметить, что концентрация электронов n_e вблизи металлической стенки в средней части канала повысилась до ее уровня в прикатодной плазме в канале с керамическими стенками. На расстоянии $l = 2 \text{ мм}$ от металлической стенки были зарегистрированы $n_e \approx 5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$, $T_e \approx 21300^\circ \text{ К}$, у катода при керамических стенках на расстоянии $l = 2.5 \text{ мм}$ $n_e = 8 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$, $T_e \approx 10000^\circ \text{ К}$ ($T_k = 2500^\circ \text{ К}$, $T_a = 2600^\circ \text{ К}$, $B_M = 1000 \text{ гс}$, $I_p = 140 \text{ а}$, $\dot{m} = 0.008 \text{ г/сек}$). В случае использования лития при $\Delta U < 1.6V_i$ непосредственными измерениями было зафиксировано отсутствие тока между двумя поперечными элементами стенки. В процессе работы моделей с металлическими стенками собиралась информация о распределении потенциала U_w поперек металлической стенки путем измерения плавающих потенциалов поперечных элементов стенки относительно катода (в середине канала).

Среднее распределение потенциала между электродами в стационарном устойчивом режиме работы характеризуются относительно плавным увеличением величины U_w от катода к аноду. Распределение потенциала металлической стенки поперек канала НТМ показано на фиг. 9 (цезий, $\dot{m} = 0.017 \text{ г/сек}$, кривые 1—3 соответствуют $B_M = 600, 770, 920 \text{ гс}$). Как и U_p , величина U_w растет с увеличением B_M .

При переходе в область неустойчивых режимов (например, вследствие форсирования $j_* > 6 \div 7 \text{ а/см}^2$ в ВТМ) появление низкочастотных колебаний тока и напряжения (соответствующих локальным микродуговым разрядам на фоне распределенного разряда модели в целом), проявляющихся в виде пульсаций на осциллограммах (амплитуда которых в основном не превышала 0.1 основного сигнала), сопровождалось возникновением синхронных колебаний измеряемых стеночных потенциалов. Установление устойчивого диффузного разряда сопровождалось появлением «гладких» осциллографических записей тока, напряжения и U_w . Согласно измере-

нием падение напряжения на крайних поперечных элементах металлической стенки составляло значительную долю разности потенциалов в разряде.

При переходе к металлическим стенкам значительно поднялся к.п.д. ускорителей (без источника плазмы), в одноступенчатой схеме на эвтек-



Фиг. 9

тическом сплаве натрия и калия и литии он достиг $15 \div 30\%$. К.п.д. двухступенчатого ускорителя более чем в два раза превысил к.п.д. одноступенчатого. Анализ рабочего процесса позволил установить, что значительное возрастание к.п.д. может быть получено при увеличении размеров ускорителя с соответствующим ростом его мощности. Большие размеры канала должны приводить к уменьшению тепловых потерь от плазмы и потерь заряженных частиц на стенках в результате их диффузии (по отношению к скорости процесса объемной ионизации).

Таким образом, в результате проведения цикла экспериментальных исследований удалось получить эффективное ускорение щелочной плазмы в E, H -ускорителе, схема которого отличается высокотемпературным режимом внутренних поверхностей ускорительного канала (на литии $T_n \approx T_a = 2400 \div 2700^\circ \text{K}$, $T_m = 1800 \div 2000^\circ \text{K}$), сравнительно малым отрывом электронной температуры $T_n/T_e \geq 0.2$, устойчивым,

распределенным по большой площади электродов разрядом со средней плотностью тока до $\sim 6 \text{ a/cm}^2$, параметром Холла в канале $\omega_e \tau_e \sim 1 \div 2$.

Авторы благодарят Ю. А. Тэюхина, М. Г. Шевцова, В. Г. Михалева, Б. С. Диманова за участие в экспериментах.

Поступила 21 V 1974

ЛИТЕРАТУРА

1. Плазменные ускорители. М., «Машиностроение», 1973.
2. Арефьев В. И., Хмелинин Б. А. Аномальный нагрев плазмы холловским током. Теплофизика высоких температур, 1972, т. 10, вып. 2.
3. Арефьев В. И., Хмелинин Б. А. Исследование ускорения плазмы в скрещенных электрическом и магнитном полях. Теплофизика высоких температур, 1973, т. 11, вып. 4.
4. Журнов В. А., Потапов А. В. Экспериментальное исследование стабилизированного источника плазмы щелочных металлов, аргона и водорода. Труды 4-й Всесоюзной конференции по физике и генераторам низкотемпературной плазмы. Алма-Ата, 1970, стр. 410—413.
5. Нанкратов В. Г., Жулебин Л. И., Степанов В. Н. Расчет характеристик источника плазмы лития. Теплофизика высоких температур, 1971, т. 9, вып. 2.
6. Миронов О. Н. Расчетное и экспериментальное исследование вольт-амперных характеристик источника литиевой плазмы. Изв. СО АН СССР, Сер. техн. н., 1967, вып. 1, № 3.
7. Козлов О. В. Электрический зонд в плазме. М., Атомиздат, 1969.
8. Диагностика плазмы. М., «Мир», 1967.
9. Дронов А. Н., Свиридов А. Г., Соболев Н. Н. Об измерении температур пламен методом относительных интенсивностей спектральных линий. Оптика и спектроскопия, 1958, т. 5, № 5.
10. Bates D. R., Damgaard A. The calculation of the absolute strengths of spectral lines. Philos. Trans. Roy. Soc. London. Ser. A. Math. and Phys. Sci., 1949, vol. 242, No. 842.
11. Журнов В. А., Тэюхин Ю. А. К вопросу определения концентраций электронов в плазме лития спектроскопическим методом. Ж. прикл. спектроскопии, 1973, т. 18, вып. 4.