

Представив ω в виде $\omega_0 + i\gamma$, $\gamma \ll \omega_0$, получим

$$\omega_0 = \frac{\Omega_p}{\sqrt{1 + \Omega_e^2/\omega_e^2}}; \quad (10)$$

$$\gamma = -\frac{\Omega_{He}^2 \omega_0^3}{k^2 u^2 \Omega_p^2} ImF(\omega/ku). \quad (11)$$

Видно, что если $ImF < 0$, то колебания будут нарастать. Воспользовавшись явным видом распределения гелия, найдем:

$$ImF(y_r) = \frac{1}{2} \sqrt{\pi} \beta \left(\exp\{-\beta(y_r-1)^2\} - \exp\{-\beta(y_r+1)^2\} \right) - \pi y_r \frac{\omega_*}{4\omega} \times \\ \times \{ \Phi[\sqrt{\beta}(y_r+1)] - \Phi[\sqrt{\beta}(y_r-1)] \} \approx \\ \approx \begin{cases} -\pi y_r \frac{\omega_*}{2\omega} & y_r < 1; \\ \frac{1}{2} \sqrt{\pi} \beta - \pi \frac{\omega_*}{4\omega} & y_r = 1; \\ 0 & y_r > 1; \end{cases} \quad (12)$$

где

$$y_r \equiv Re\gamma; \quad \Phi(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-t^2} dt; \quad \beta = \frac{m_0 u^2}{2T} \gg 1.$$

Из выражения (12) видно, что нарастающими могут быть колебания, для которых $\frac{\omega}{ku} < 1$, причем нарастают такие колебания, для которых $k_y < 0$. Инкремент этих колебаний равен

$$\gamma = \frac{\pi}{2} \cdot \frac{\Omega_{He}^2 \Omega_p \omega_*}{(ku)^3 (1 + \Omega_e^2/\omega_e^2)^{3/2}}. \quad (13)$$

Исследование самоподдерживающегося электрического разряда в сверхзвуковом потоке газа в поперечном магнитном поле

А. Ф. ВИТШАС, В. С. ГОЛУБЕВ

Основная проблема в создании МГД-преобразователя с неравновесной проводимостью — осуществление в движущемся газе самоподдерживающегося электрического разряда, в котором нагрев электронов происходит за счет индуцированного поля uB (здесь u — скорость газа; B — магнитное поле). Решение этой проблемы в прежних работах затруднялось, по-видимому, наличием больших неоднородностей в плазме, возникающих вследствие недостаточной степени секционирования прямого канала [1], а также отсутствием предьонизатора, создающего однородную плазму [2].

Аналогичным образом для термоядерной дейтериевой плазмы в области $\frac{\omega}{k} < u_{He3}$, u_p , u_t можно найти частоту и инкремент колебаний:

$$\omega = \frac{\Omega_{p1}}{\sqrt{1 + \Omega_e^2/\omega_e^2}} + i \sum_{\alpha} \frac{\pi \Omega_{\alpha}^2 \Omega_{p1} \omega_{\alpha}^*}{2(ku_d)^3 (1 + \Omega_e^2/\omega_e^2)^{3/2}}. \quad (14)$$

Здесь

$$\Omega_{p1}^2 = \Omega_d^2 + \Omega_e^2 \frac{k_z^2}{k^2}; \quad \alpha = p, t, He^3.$$

Проведенный анализ справедлив при $\gamma > \omega_H$. Это определяет величину концентрации продуктов реакции, при которой возникает неустойчивость. Так, например, при параметрах $n = 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $H = 10 \text{ кэс}$ пороговая концентрация α -продукта реакции определяется соотношением $\frac{n_{\alpha}}{n} \approx 10^{-3}$.

Отметим, что полученная неустойчивость практически не влияет на диффузию реагирующих ионов поперек магнитного поля, так как число резонансных частиц мало ($\omega_0/k \gg V_i$), адиабатическим взаимодействием можно пренебречь ($\gamma/\omega_0 \ll 1$).

Авторы благодарят А. А. Галева и Б. Б. Кадомцева за обсуждение работы, а также А. А. Гурина за помощь в работе.

Поступила в Редакцию 21/III 1967 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. И. Рудаков, Л. В. Кораблев. ЖЭТФ, 50, 220 (1966).
2. Л. А. Арцимович. Управляемые термоядерные реакции. М., Физматгиз, 1963, стр. 12.
3. M. Rosenbluth, R. Post. Phys. Fluids, 8, No. 3 (1965).
4. А. А. Галеев. «Ж. прикл. механ. и техн. физ.», (1966).

УДК 533.9

Основная задача настоящей работы — доказать существование неравновесной проводимости достаточно большой величины ($\sim 100 \text{ мо/м}$) в самоподдерживающемся кольцевом разряде при радиальном движении газа в дисковом канале поперек магнитного поля. Выбор дисковой геометрии [3] позволил избавиться от секционирования канала, так как ток, нагревающий электроны, замыкается в газе. Равновесная проводимость на входе в канал, соответствующая температуре газа, составляла $\sim 10^{-5} \text{ мо/м}$, поэтому на входе газ предварительно ионизовался вспомогательными

дугами; созданная при этом проводимость (~ 100 мо/м) поддерживалась только за счет индуцированного поля.

В экспериментах с дисковым каналом [3] входная равновесная проводимость составляла ~ 1 мо/м. Наблюдавшаяся в этой работе величина проводимости превышала равновесную проводимость не более чем в 2—10 раз, что свидетельствует о малой степени неравновесности (электронная температура превышала температуру газа на 150°K).

В экспериментах Луи [4] осуществлялся импульсный съем мощности с дискового канала в режиме холлового генератора. Однако температура торможения в этих опытах составляла 4000°K и проводимость в канале, по-видимому, была «замороженной».

Условия опытов

Схематический разрез дискового канала показан на рис. 1. Магнитное поле направлено вдоль оси симметрии рисунка. Предыонизатор расположен сразу же за критическим сечением вверного сопла; газ входит в предыонизатор на радиусе $r_{\text{вх}} = 2,2$ см и выходит из него на радиусе $r_{\text{вых}} = 2,7$ см. Ниже приводятся экспериментально определенные параметры потока газа в средней (по радиусу) точке канала ($r = 4$ см) при изэнтропическом течении, а также параметры установки:

Магнитное поле B	25 кгс
Полное давление на входе в сопло p_0	2,1 ата
Температура торможения T_0	4000°K
Критическое сечение	4,8 см ²
Расход аргона	160 г/сек
Высота канала	0,35 см
Внешний диаметр канала	10,4 см
Число Маха	2,2

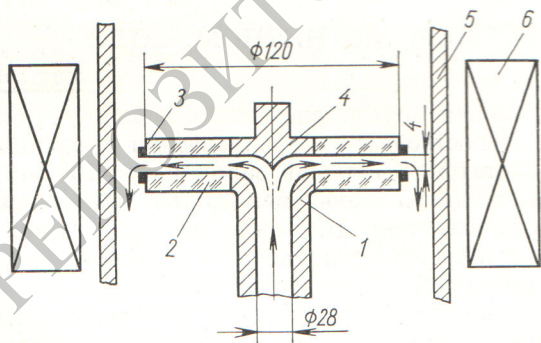


Рис. 1. Схематический разрез дискового канала:

1 — подводящее сопло; 2 — диэлектрическая стенка канала; 3 — металлическое кольцо для измерений холлового напряжения; 4 — верхняя стенка вверного сопла; 5 — стенка вакуумной камеры; 6 — катушка для создания магнитного поля.

Скорость потока	$0,8 \cdot 10^5$ см/сек
Статическая температура	470°K
Статическое давление p	0,21 ата
Плотность газа ρ	$2,2 \cdot 10^{-4}$ г/см ³
Концентрация атомов аргона n_{Ar}	$3,3 \cdot 10^{18}$ см ⁻³
Концентрация атомов цезия n_{Cs}	$1,3 \cdot 10^{15}$ см ⁻³
Индукцированное поле uB	20 в/см

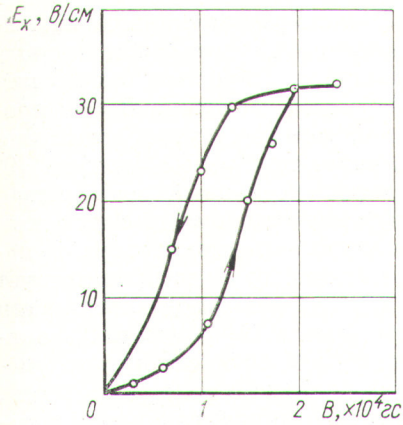
Для обеспечения таких параметров была создана импульсная установка [5]. Время существования магнитного поля составляло 8 мсек. Канал работал в режиме холлового генератора холостого хода, т. е. отсутствовали электроды для отбора тока.

Результаты экспериментов

Величина напряженности холлового электрического поля была измерена методом осциллографической регистрации напряжения между двумя зондами. Зонды располагались на расстоянии 1 см друг от друга по радиусу канала (первый зонд при $r = 3,5$ см, второй зонд при $r = 4,5$ см). Длина зондов 3 мм, диаметр 0,5 мм, зонды были ориентированы вдоль магнитного поля. Измерялось также напряжение между внешним ($r = 5,2$ см) кольцом (см. рис. 1) и металлическим соплом ($r = 2,2$ см). Это напряжение, являющееся рабочим напряжением холлового генератора, составляет 60 в.

При введении в канал искусственной неоднородности в виде радиальной перегородки, разрывающей цепь кольцевого тока, величина напряженности холлового поля уменьшалась в два-три раза. Зависимость напряженности холлового поля от величины магнитного поля, полученная из обработки осциллограмм, приведена на рис. 2.

При помощи электронно-оптического преобразователя были сделаны фотографии свечения плазмы в канале с экспозицией 5—20 мсек (рис. 3 и 4). Как показали проведенные исследования [6], интегральная по спектру интенсивность свечения цезиевой плазмы приблизительно пропорциональна квадрату концентрации электронов. Фотометрическая обработка фотографий, приведенных на рис. 3 и 4, позволила построить кривые относительного изменения концентрации электронов вдоль радиуса и по азимуту канала (рис. 5 и 6). Как видно из рис. 5 и 6, концентрация электронов в отсутствие магнитного поля существенно уменьшается вниз по потоку за предыонизатором; концентрация электронов в магнитном поле почти не изменяется по сравнению с величи-



Р и с. 2. Зависимость напряженности холлового электрического поля от величины магнитного поля (стрелки на кривой соответствуют направлению времени).

ной, достигнутой в предыонизаторе. Неоднородности концентрации вдоль азимута составляют 25—30% (см. «лучистую» структуру на рис. 4).

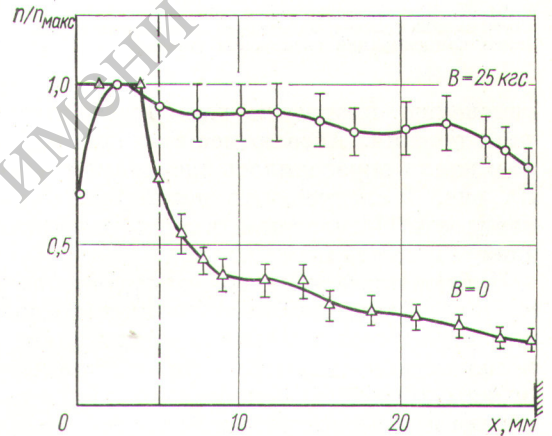
При помощи монохроматоров и фотоумножителей [7] были проведены спектральные измерения электронной температуры T_e и концентрации n_e методом одновременной регистрации интенсивности свечения плазмы в двух спектральных областях рекомбинационного P -континуума цезия при величине λ , равной 4950—4430 Å. В спектре свечения плазмы имелись только линии и P -континуум цезия. Результаты определения n_e при $B = 25$ кГс представлены на рис. 7. Расчетная кривая спада концентрации атомов цезия n_{Cs} соответствует



Р и с. 3. Свечение плазмы в канале — экспозиция 5 мксек, $B = 0$ (вид сверху).

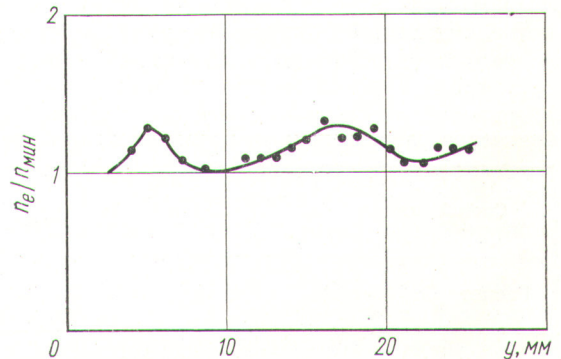


Р и с. 4. Свечение плазмы в канале — экспозиция 20 мксек, $B = 25$ кГс (вид сверху).

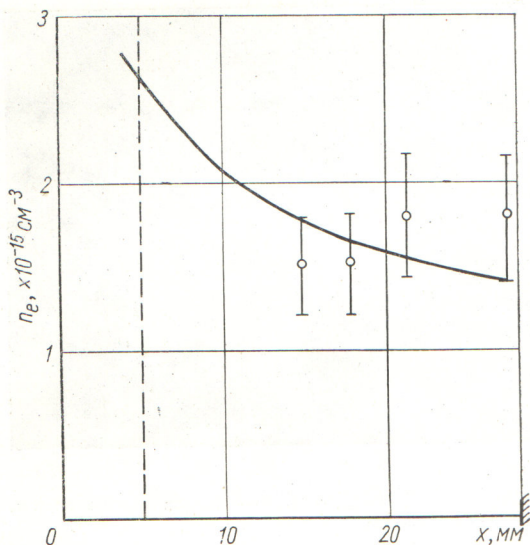


Р и с. 5. Относительное изменение концентрации электронов вдоль канала без магнитного поля ($B = 0$) и в присутствии магнитного поля ($B = 25$ кГс).

Начало отсчета оси x соответствует входу в предыонизатор ($r = 22$ мм); пунктир — выход из предыонизатора ($M = 1,7$).



Р и с. 6. Относительное изменение концентрации электронов вдоль окружности радиусом 37 мм.



Р и с. 7. Изменение концентрации цезия вдоль радиуса канала (расчетная кривая) и измеренные значения концентрации электронов (точки).

изменению плотности газа при изэнтропическом течении. Абсолютное значение n_{Cs} на входе в канал определялось экспериментально [8]. Из рис. 7 следует, что цезий был полностью ионизован. Измеренная в этих условиях величина T_e составляла 0,7 эв.

Наблюдавшееся слабое изменение величины $n_e = n_e(r)$ в присутствии магнитного поля (см. рис. 5), а также высокие значения электронной температуры ($T_e \approx 0,7$ эв) и концентрации ($n_e \approx 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$) свидетельствуют о наличии в канале самоподдерживающегося кольцевого разряда, возникающего вследствие движения предварительно ионизованного газа поперек магнитного поля. Существование кольцевого тока подтверждается также наличием достаточно большого холловского электрического поля ($E_x = 30 \div 40 \text{ в/см}$). Величина остаточной электронной концентрации, сохраняющейся в канале при распаде плазмы, создаваемой

предыонизатором, значительно меньше наблюдавшейся. Это следует из сравнения кривых рис. 5, полученных при B , равном 0 и 25 кгс. Отметим, что спад величины n_e при $B = 0$ происходит медленнее, чем в случае остывания электронов с последующей рекомбинацией [9, 10]. Вероятно, такой медленный спад связан с частичным выдуванием дуг вместе с их током из зоны расположения предыонизатора в канал. Наложение магнитного поля препятствовало выдуванию дуг [3], о чем свидетельствовали также результаты опытов, проведенных с описанным в настоящей работе каналом при умеренных значениях магнитного поля ($B \approx 1 \text{ кгс}$), когда еще не возникало индуцированного кольцевого разряда, но выдувание дуг прекращалось. Следовательно, в магнитном поле, равном 15–25 кгс, высокое значение n_e и T_e обусловлено только самоподдерживающимся разрядом.

Определенные экспериментально параметры плазмы (E_x, n_e, T_e) можно рассчитать на основании параметров установки с учетом измеренной экспериментально степени азимутальной неоднородности $\langle \frac{\Delta n_e}{n_e} \rangle = 0,28$ (см. рис. 6).

В настоящей работе при оценочных расчетах использовалась теория эффективной проводимости неоднородной плазмы [11, 12]. Значения транспортного сечения аргона для электронов были взяты из данных работы [6]. В таблице приводятся результаты приближенных расчетов в сравнении с результатами экспериментального определения отдельных параметров плазмы в точке канала $r = 4 \text{ см}$.

Таким образом, наблюдавшаяся экспериментально неоднородность плазмы и $\langle \frac{\Delta n_e}{n_e} \rangle \approx 0,28$ позволяют объяснить измеренную величину холловского поля E_x , которая в три раза меньше значения, ожидаемого в однородной плазме ($E_x = \Omega t u B = 90 \text{ в/ом}$). Тем не менее электронная температура при такой неоднородно-

Сравнение расчетных и экспериментальных результатов определения параметров плазмы

Способ определения	M	$u, \times 10^5 \text{ см/сек}$	$p, \text{ ата}$	$T_a, \text{ }^\circ\text{K}$	$n_A, \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$	$n_{Cs} = n_e, \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$	$\sigma, \text{ мо/см}$	$T_e, \text{ эв}$	$\Omega\tau$	$uB, \text{ в/см}$	$\Omega\tau \times uB, \text{ в/см}$	$E_x, \text{ в/см}$
Расчет ($B = 25 \text{ кгс}$)	1,83	0,73	0,21	470	3,8	1,5	3,7	0,69	4,9	18,4	90	32
Эксперимент	—	0,8 ($B=0$)	0,17	—	—	1,3	—	0,7	—	—	—	32

сти была достаточно высокая, что обеспечивало существование самоподдерживающего разряда в режиме почти полной ионизации цезия.

Неоднородности, наблюдавшиеся в плазме канала, соответствовали неоднородностям плазмы предьонизатора и не возникали спонтанно. По-видимому, в описываемых экспериментах не существовало ионизационной [13, 14] и звуковой [5] неустойчивостей, о чем свидетельствуют фотографии плазмы, полученные в разные моменты времени.

В заключение авторы выражают благодарность Е. П. Велихову за полезные обсуждения результатов работы.

Поступила в Редакцию 22/XII 1966 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. J. Kerrebrock et al. Report SM-74/163 (USA). Third International Symposium on Magnetohydrodynamic. Electrical Power Generation. Salzburg, Austria, 4—8 July, 1966.

2. А. А. Веденов, Е. П. Велихов. Там же, доклад SM-74/214 (СССР).
3. J. Klempers, R. Rosa. AIAA Journal, 3, 1659 (1965).
4. J. Louis. См. [1], доклад SM-74/85 (США).
5. А. Ф. Витшас, В. С. Голубев, М. М. Маликов. Там же, доклад SM-74/85 (СССР).
6. Ю. М. Волков. Там же, доклад SM-74/86 (СССР).
7. С. М. Гриднева, Г. А. Касабов. Там же, доклад SM-74/89 (СССР).
8. А. Ф. Витшас, В. С. Голубев, В. К. Жибрицкий. Там же, доклад SM-74/87 (СССР).
9. К. Н. Ульянов. «Теплофизика высоких температур», 2, 510 (1964).
10. В. П. Кулешов, А. В. Недоспасов. См. [1], доклад SM-74/91 (СССР).
11. R. Rosa. Phys. Fluids, 5, 1081 (1962).
12. А. В. Веденов, А. М. Дыхне. См. [1], доклад SM-74/94 (СССР).
13. Е. П. Велихов, А. М. Дыхне. Proc. Sixth. Inter. Symp. on Ioniz. Phen. in Gases. Paris, 1963.
14. В. Н. Белюсов, В. В. Елисеев, И. Я. Шипук. См. [1], доклад SM-74/88 (СССР).

К выводу уравнений динамики реактора с циркулирующим горючим

В. Д. ГОРЯЧЕНКО, Е. Ф. САБАЕВ

УДК 621.039.514

Специфика реактора с циркулирующим горючим

При циркуляции горючего наблюдаются явления, которые необходимо учитывать при исследовании динамики реактора.

Как известно, в реакторе с неподвижным горючим пространственное распределение плотности излучателей запаздывающих нейтронов совпадает с распределением плотности мгновенных нейтронов. В реакторе с циркулирующим горючим эти распределения различаются, поскольку движение горючего изменяет распределение источников запаздывающих нейтронов. Последнее обстоятельство приводит, вообще говоря, и к изменению пространственного распределения плотности мгновенных нейтронов, но это изменение будет незначительным, если вклад запаздывающих нейтронов в коэффициент размножения ($\beta_{эфф}$) мал по сравнению с утечкой нейтронов ($k_{\infty} - 1$).

Кроме того, движение горючего приводит к уменьшению числа запаздывающих нейтронов, участвующих в реакции деления, что обусловлено двумя причинами. Во-первых, при движении горючего повышается концентрация запаздывающих нейтронов у границ активной зоны, вследствие чего их утечка увеличивается,

а следовательно, их ценность уменьшается. Во-вторых, при циркуляции горючего часть запаздывающих нейтронов испускается вне активной зоны и не участвует в реакции деления.

Весьма желательно иметь упрощенные уравнения динамики, отражающие перечисленные особенности реактора и позволяющие сравнительно просто решать задачи динамики и устойчивости реакторов такого типа. Однако имеющиеся в литературе [1—3] приближенные уравнения не отражают в должной мере особенности реакторов с циркулирующим горючим. Так, в работе [1] учет этих особенностей сводился к использованию уменьшенных значений β_i в обычных уравнениях кинетики «точечной» модели реактора с неподвижным топливом. Однако такой подход слишком груб, что видно хотя бы из примера, приведенного в конце настоящей статьи. Уравнения, используемые в работах [2, 3], правильно описывают вынос излучателей из активной зоны и их возвращение из внешнего контура циркуляции; при этом предполагается, что концентрация источников запаздывающих нейтронов в активной зоне зависит только от времени t . Вследствие этого остается неучтенным такой существенный фактор, как перераспределение концен-