

ЛИТЕРАТУРА

1. Muntz E. P. Static temperature measurements in a flowing gas. *Phys. Fluids*, 1962, vol. 5, No. 1.
2. Robben E., Talbot L. Measurements of rotational temperature in a low density wind tunnel. *Phys. Fluids*, 1966, vol. 9, No. 4.
3. Marrone P. V. Temperature and density measurement in free jets and shock waves. *Phys. Fluids*, 1967, vol. 10, No. 3.
4. Maguire B. L. Density effects on rotational temperature measurements in nitrogen using the electron beam excitation technique *Rarefied Gas Dynamics*, New York—London, Acad. Press, 1969, vol. 2.
5. К а л у г и н В. М. Высокочувствительный способ тлеющего разряда для визуализации сверхзвуковых течений разреженного газа. *ПМТФ*, 1966, № 4.
6. К а л у г и н В. М. Об измерении плотности газа в сверхзвуковом разреженном потоке при помощи свечения тлеющего разряда. *ПМТФ*, 1969, № 2.
7. Т и р у м а л е с а Д. Вращательная релаксация в гиперзвуковых потоках низкой плотности. *Ракетная техника и космонавтика*, 1968, т. 6, № 4.
8. Broadwell J. E., Rungaldier H. Structure of the shock layer on cylinders in rarefied gas flow. *Rarefied Gas Dynamics*, New York—London, Acad. Press, 1967, vol. 2.
9. Muckenfuss C. Some aspects of shock structure according to the bimodal model. *Phys. Fluids*, 1962, vol. 5, No. 11.
10. Ashkenas H. Rotational temperature measurements in electron-beam excited nitrogen. *Phys. Fluids*, 1967, vol. 10, No. 12.
11. Smith R. B. N₂-first negative band broadening due to electron—beam excitation. *Rarefied Gas Dynamics*, New York—London, Acad. Press, 1969, vol. 2.
12. Л и л и к р е п Д., Г а р в и Дж. Измерение вращательной температуры методом электронного пучка с учетом эффекта вторичных электронов. *Ракетная техника и космонавтика*, 1969, № 5.

**ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ
ИНДУКЦИОННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ СГУСТКА ПРОВОДЯЩЕГО
ГАЗА С ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ КОНТУРОМ, В КОТОРЫЙ ВКЛЮЧЕНА
СТОРОННЯЯ ЭЛЕКТРОДВИЖУЩАЯ СИЛА**

А. Ю. Керкис, Н. А. Трынкина

(Новосибирск)

Исследуется возможность повышения эффективности магнитогидродинамического преобразования энергии при включении в цепь рабочей обмотки внешней переменной э.д.с. Выяснено, какие значения среднего электрического к.п.д. можно получить при используемой рабочей обмотке, а также возможность и пределы регулирования к.п.д. путем изменения величины сторонней э.д.с., угла сдвига фаз сторонней э.д.с. относительно токов в ионизованном газе и величины магнитного поля возбуждения при известном характере течения и параметрах газа.

1. **Постановка задачи.** В работе [1] были исследованы энергетические характеристики магнитогидродинамического взаимодействия сгустка ионизованного газа, проходящего через постоянное магнитное поле, с рабочим контуром, нагруженным на омическое сопротивление. В этом случае эффективность преобразования энергии оказалась низкой и электрический к.п.д. η не превышал 3%.

Общее рассмотрение полезной работы плазмы против магнитного поля [2,3] показывает, что для любого типа МГД-генератора необходимо соответствие индуцированных электрических полей E и uH/c , чтобы получить приемлемые полезную мощность и внутренний электрический к.п.д. преобразования. Применительно к индукционному МГД-генератору это требование сводится к соответствующим фазовым и амплитудным зависимостям между E и uH/c в плазме. Поэтому любое устройство подобного рода должно обладать возможностью регулирования величины E по сравнению с uH/c . Одним из способов осуществления такого регулирования может быть включение в цепь рабочей обмотки внешней переменной э.д.с.

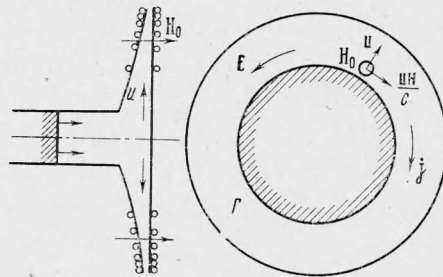
Полезная работа плазмы определяется выражением

$$A - Q = - \int_T \int_V j E dt dV$$

Отсюда следует, что для того чтобы полезная работа была положительной величиной, т. е. для того чтобы плазма отдавала энергию во внешние цепи, необходимо встречное направление векторов E и j в плазме.

2. Описание экспериментальной установки. Все эксперименты были проведены на установке, описанной в [1]. Отличие заключалось, во-первых, в использовании рабочей обмотки, отличной от использованных в [1], и, во-вторых, во включении в цепь рабочей обмотки генератора сторонней э.д.с.

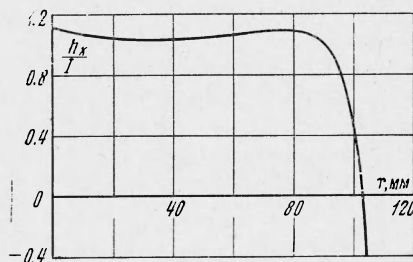
Геометрия рабочей обмотки была выбрана таким образом, что, создавая в ней импульс тока нужной полярности и длительности путем включения сторонней э.д.с., достигалось нужное соотношение между векторами E и uH/c . На фиг. 1 показано расположение витков рабочей обмотки вдоль радиуса канала и ориентация векторов E , uH/c , j , H_0 в газе (окружность Γ — фронт плазмы). Витки располагались на радиусах $r = 47, 76, 86, 95, 102, 106, 110$ мм. На фиг. 2 приведено распределение напряженности магнитного поля h_k/I [$\text{э}/\text{а}$] в



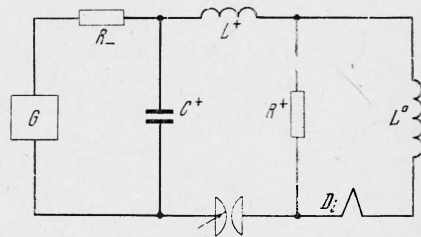
Фиг. 1

объеме МГД-канала от токов в рабочей обмотке.

Схема генератора сторонней э.д.с. и его включения приведена на фиг. 3, на которой C^+ , L^+ , R_- — соответственно емкость, индуктивность и активное сопротивление генератора сторонней э.д.с. L^0 — индуктивность рабочей обмотки, D_i — токовый датчик. Генератор имел очень малое выходное сопротивление R_- (по сравнению с полным сопротивлением рабочей обмотки, индуктивно связанной с плазмой). В этом случае возбуждаемая в рабочей обмотке от плазмы э.д.с. не будет изменять напряженность электрического поля E , создаваемую генератором, и поэтому удастся провести простой энергетический расчет работы плазмы в цепи рабочей обмотки.



Фиг. 2



Фиг. 3

Наибольшая величина напряжения, создаваемого генератором в рабочей обмотке, равнялась 2.2 кВ. При этом максимальная напряженность электрического поля E_k в объеме канала от токов в рабочей обмотке на радиусе $r = 67$ мм была равна 1.36 в/см и могла плавно изменяться с изменением напряжения на конденсаторе C^+ . Получение больших напряженностей ограничивалось механической и электрической прочностью рабочей обмотки. Схема задержки позволяла включать генератор сторонней э.д.с. в любой момент времени относительно начала основного разряда.

3. Результаты эксперимента. В эксперименте, как и в [1], параметры ступка были следующими:

- 1) скорость движения ступка в рабочем канале при магнитных полях $H_0 \approx 1000$ э практически постоянна вдоль радиуса канала и равна ~ 10 км/сек;
- 2) число Рейнольдса R_m , рассчитанное для характерного размера канала 4 см, равно 0.4;
- 3) максимальная электропроводность газа примерно одинакова на любом радиусе канала и имеет величину $\sigma \approx 40$ ом $^{-1}$.см $^{-1}$. Все эксперименты проведены при четырех значениях поля $H_0 = 575, 860, 1150, 1430$ э. Здесь и в дальнейшем величины H_0 даны для радиуса $r = 67$ мм.

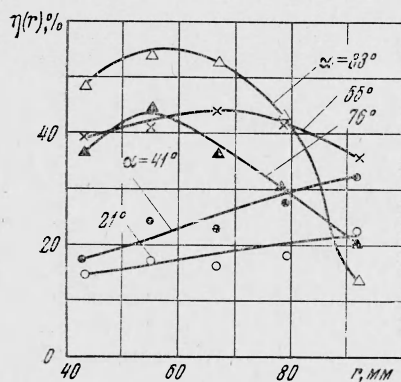
В процессе эксперимента определялись следующие величины: полная напряженность электрического поля E в плазме, распределение плотности токов j по радиусу канала и во времени, изменение тока в рабочей обмотке. Методика измерения E и j подробно описана в [1], ток в рабочей обмотке измерялся с помощью малоиндуктивного токового датчика.

Проведенные измерения показали существенное влияние электромагнитных полей, создаваемых токами в рабочей обмотке, на величину тока J в плазме.

На фиг. 4 представлены осциллограммы сигналов с E -витков и поясов Роговского, регистрирующих напряженность электрического поля E в/см (шкала слева) и скорость изменения токов J (а/мксек (шкала справа) в газе для $r = 67$ мм в зависимости от угла сдвига фаз α между впрыском плазмы в рабочий канал и моментом включения сторонней э.д.с. Изменением угла α достигалось изменение величины E и uH / с. Из приведенных кривых видно, что за счет действия сторонней э.д.с. величина токов J в газе уменьшается, а для $\alpha = 102^\circ$ ток даже изменяет свое направление на противоположное. Напряженность электрического поля E в газе при этом значительно выше, чем для случая омической нагрузки (осциллограммы R представлены в нижней части фиг. 4) [1], когда сторонняя э.д.с. отсутствует. Таким образом, включение сторонней э.д.с. позволяет в широких пределах изменять величины E и J в газе и электрический к.п.д. преобразования η .

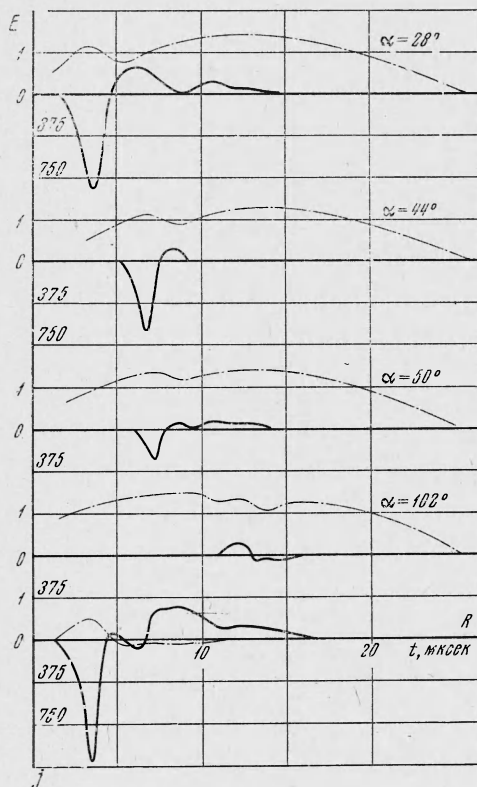
Средний электрический к.п.д. преобразования определяется как отношение средних за период и по объему МГД-канала полезной работы газа $A - Q$ к полной работе A против пондеромоторных сил магнитного поля

$$\eta = A - Q / A = \int_T \int_V \mathbf{j} \mathbf{E} dt dV \left[\int_T \int_V (\mathbf{j} \times \mathbf{H}) \mathbf{u} dt dV \right]^{-1}$$



Фиг. 5

кривой, до радиуса $r = 91$ мм движется в почти постоянном магнитном поле. В конце канала он попадает в быстро растущее магнитное поле, обусловленное характеристи-

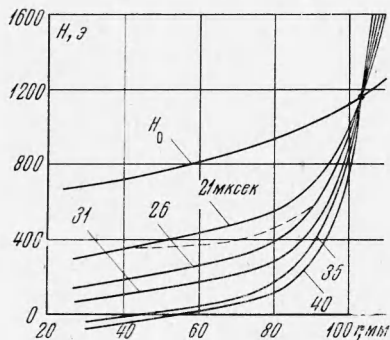


Фиг. 4

На фиг. 5 представлено изменение среднего по времени к.п.д. $\eta(r)$ в зависимости от радиуса для различных α . Здесь максимальная величина отношения cE / uH при изменении α от 21° до 83° менялась от 0.1 до 0.7. Наиболее равномерное $\eta(r)$ по радиусу получается при $\alpha = 55^\circ$. Поэтому для этого угла средний по объему η получается наиболее высоким. Для $\alpha > 55^\circ$ величина $\eta(r)$ очень неравномерна и быстро уменьшается на больших радиусах. Уменьшение η на больших радиусах связано с изменением магнитного поля по длине канала и во времени при включении сторонней э.д.с. (поле h_k , создаваемое токами в рабочей обмотке, уменьшает поле H_0).

На фиг. 6 представлена картина распределения магнитного поля по радиусу канала и во времени для режима, соответствующего $H_0 = 860$ э и $\alpha = 55^\circ$. Передний фронт газа, путь движения которого показан пунктирной

кой рабочей обмотки, представленной на фиг. 2. Из нее следует, что если до радиуса $r = 105$ мм h_k было направлено противоположно H_0 , то, начиная с этого радиуса, h_k меняет знак. Это приводит к сильному увеличению магнитного поля H в конце канала, уменьшению величины отношения sE / uH на радиусах $r = 100 \div 110$ мм и уменьшению η на этих радиусах.



Фиг. 6

Отсюда следует, что для того чтобы иметь высокий η во всем объеме, геометрию рабочей обмотки нужно выбирать таким образом, чтобы в рабочем канале не было резких градиентов магнитного поля, или иметь возможность сильного увеличения E по сравнению с uH/c в зоне градиента.

Из-за конструктивных особенностей установки измерение токов на радиусах $r > 105$ мм отсутствовало. Поэтому нет точного количественного представления о влиянии увеличения поля в конце канала на η . Но из приведенных данных следует, что уменьшение $\eta(r)$ в конце канала является недостатком используемой рабочей обмотки и может быть устранено.

Расчет полного электрического к.п.д. η производился интегрированием по всему объему и по времени функций jE и juH/c . Маг-

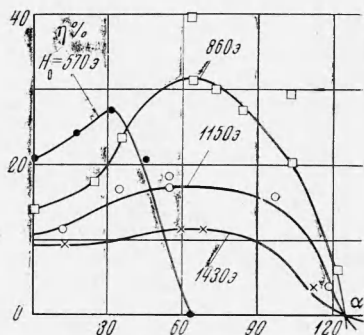
нитное поле $H(r, t)$ находилось суммированием поля $H_0(r)$ и поля рабочей обмотки $h_k(r, t)$, рассчитываемого по измеренному току рабочей обмотки. Составляющая поля от токов в плазме $h_f \approx 0.1 H_0$ при расчете не учитывалась. Полное электрическое

поле $E(r, t)$ непосредственно измерялось E-витками. Значения плотности токов $j(r, t)$ определялись в пяти точках в диапазоне радиусов $r = 40 \div 100$ мм.

На фиг. 7 изображено семейство кривых, представляющих собой зависимость $\eta = \eta(\alpha)$ для разных значений магнитного поля H_0 . Из приведенных кривых видно, что значение η уменьшается с увеличением H_0 , так как с увеличением магнитного поля уменьшается возможность взаимного регулирования величин E и uH/c , поскольку максимальная величина сторонней э.д.с., подаваемой на рабочую обмотку в эксперименте была ограничена механической и электрической прочностью последней.

Если бы возможность такого регулирования сохранялась при увеличении H_0 , то в этом случае значение η для больших полей могло бы превышать величину к.п.д., достигнутую в данном эксперименте.

Зависимость η от угла сдвига фаз α и максимальное значение $\eta = 30\%$, полученные экспериментально в данной работе, согласуются с теоретическими расчетами электрического к.п.д., выполненными в работе [4] для малых магнитных чисел Рейнольдса.



Фиг. 7

Поступила 27 II 1970

ЛИТЕРАТУРА

1. Дервянко В. А., Заклязьминский Л. А., Кацнельсон С. С., Керкис А. Ю., Лебедев Е. Ф., Трынкина Н. А., Фомичев В. П. Исследование нестационарного взаимодействия сгустка проводящего газа с заданным электрическим контуром. ПМТФ, 1968, № 2.
2. Яковлев В. И. О некоторых энергетических характеристиках процесса индукционного взаимодействия движущихся проводящих стенок с внешними электрическими обмотками при конечных R_m . ПМТФ, 1968, № 1.
3. Волков Ю. М., Дорман Л. И. Магнитогидродинамический метод преобразования тепловой энергии в электрическую. Сб. «Плазма в магнитном поле и прямое преобразование тепловой энергии в электрическую», М., Атомиздат, 1962.
4. Заклязьминский Л. А., Кацнельсон С. С. Расчет МГД-генератора с волной электропроводности при малом магнитном числе Рейнольдса. Магнитная гидродинамика, 1969, № 1.