

Вычисляя $I_x = 2abj_x$ и подставляя в (2.3), находим

$$I_z = \frac{e^2 \tau E_0 2abn_0}{m_e} \left[\frac{1 - e^{-\alpha a}}{\alpha a} - \frac{\omega^2 \tau^2}{1 + \omega^2 \tau^2} \frac{\alpha a}{e^{\alpha a} - 1} \right] \quad (2.5)$$

Таким образом, для отношения тока Холла I_x к основному току I_z получаем

$$\frac{I_x}{I_z} = \frac{\omega \tau (\alpha a)^2}{2 (\operatorname{ch} \alpha a - 1) (1 + \omega^2 \tau^2) - (\omega \tau \alpha a)^2} \quad (2.6)$$

Из (2.6) следует, что зависимость I_x / I_z от $\omega \tau$ при разных значениях параметра неоднородности αa имеет различный характер. Так, при $\alpha a \rightarrow 0$ получаем известное для однородной плазмы выражение [3]

$$I_x / I_z = \omega \tau \quad (2.7)$$

С другой стороны, при $\alpha a \gg 1$ находим, что

$$\frac{I_x}{I_z} = \frac{\omega \tau}{1 + \omega^2 \tau^2} \frac{(\alpha a)^2}{2 \operatorname{ch} \alpha a} \quad (2.8)$$

Если $\omega \tau \ll 1$, то (2.8), как и (2.7) дает линейную зависимость I_x / I_z от $\omega \tau$, но с коэффициентом пропорциональности

$$\frac{(\alpha a)^2}{2 \operatorname{ch} \alpha a} \ll 1$$

Если же $\omega \tau \gg 1$, то зависимость I_x / I_z от $\omega \tau$ принимает уже характер обратной пропорциональности.

Заметим в заключение, что влияние одномерной неоднородности проводимости на мощность МГД — устройств и неизотермическую ионизацию ранее исследовалось в работе [4].

Поступила 27 VI 1967

ЛИТЕРАТУРА

1. Ганичев А. А., Голант В. Е., Жилинский А. П., Хотимский Б. З., Шилин В. Н. Исследования диффузии заряженных частиц распадающейся плазмы в магнитном поле. ЖТФ, 1964, т. 34, № 1, стр. 78—88.
2. Дробышевский Э. М. Положительный столб в скошенном магнитном поле. ЖТФ, 1966, т. 36, № 7, стр. 1175—1185.
3. Дробышевский Э. М., Розов С. И. Измерение холловского тока в гомополярнике. ЖТФ, 1967, т. 37, № 2, стр. 322—326.
4. Rosa R. T. Phys. Fluids, 1962, vol. 5, No. 9, p. 1084—1090.

ИССЛЕДОВАНИЕ НЕСТАЦИОНАРНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ СГУСТКА ПРОВОДЯЩЕГО ГАЗА С ЗАДАНЫМ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ КОНТУРОМ

**В. А. Деревянко, Л. А. Заклязьминский, С. С. Кацнельсон,
А. Ю. Керкис, Е. Ф. Лебедев, Н. А. Трынкина, В. П. Фомичев**

(Новосибирск)

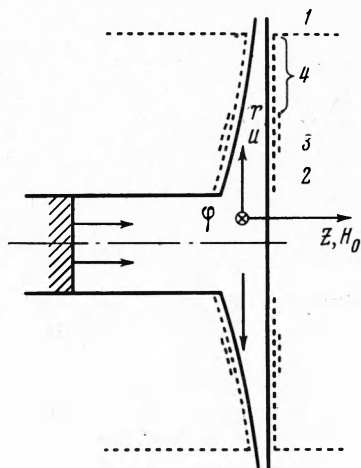
Исследуется прохождение сгустка проводящего газа, полученного в коаксиальном разряднике, через постоянное магнитное поле, а также индукционное взаимодействие этого сгустка с электрическим контуром, нагруженным на омическое сопротивление. Основное внимание уделено изучению энергетических характеристик взаимодействия (энергии, выделяемой на омическом сопротивлении, соотношения между работой плазмы и джоулевой диссипацией) в зависимости от геометрии и параметров электрического контура. Для малых значений магнитного числа Рейнольдса выполнен теоретический анализ процесса. Приводится сравнение экспериментальных результатов с теоретическими.

1. Экспериментальная установка и параметры рабочего газа (сгустка плазмы). Экспериментальная установка, схема которой представлена на фиг. 1, состоит из коаксиального разрядника, радиального канала и электромагнита постоянного тока, создающего магнитное поле по оси z , цифрами 1, 2, 3, 4 обозначены электрические контуры с индуктивностями L_1, L_2, L_3, L_4 .

При разряде батареи конденсаторов образующийся в разряднике сгусток плазмы проходил через трубку из оргстекла и поступал в канал, где расширялся по радиусу нормально приложенному к магнитному полю. Все эксперименты проводились на воздухе при начальном давлении 0.7 мм рт. ст. Емкость батареи конденсаторов была

600 мкф, зарядное напряжение 5 кВ. Размеры канала: максимальный радиус 105 мм; минимальный на входе 25 мм; ширина канала на радиусе 25 мм была 15 мм, а затем плавно уменьшалась до 6 мм на выходе. Напряженность постоянного магнитного поля можно было изменять от 0 до 5 кэ.

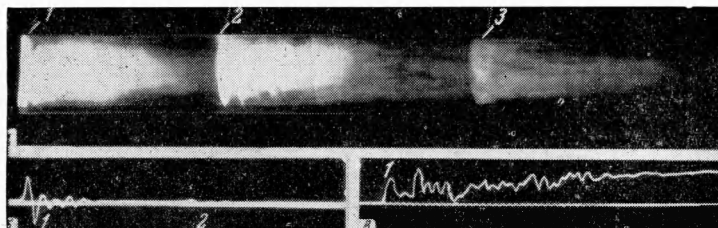
В стенках канала были вмонтированы витки электрического контура, который воспринимал деформацию газом магнитного поля, и различные датчики для измерения параметров газа и электромагнитного поля. Витки электрического контура располагались концентрически в плоскостях, перпендикулярных оси z , и как можно ближе к рабочему газу — на расстоянии 1 мм от внутренней поверхности стенки канала. В стенках канала также были вмонтированы: зонды для измерения напряженности осевого магнитного поля H , концентрические E — витки для измерения величины азимутального электрического поля E ; соленоиды «разомкнутых» поясов Роговского (удалены части пояса, проходящие через плазму) для регистрации плотности тока j в плазме; пьезодатчики давления. Скорость радиального движения плазмы u и структура плазменного сгустка изучались с помощью камеры СФР. Параметры сгустка в трубке перед входом в магнитный канал изучались при помощи пьезодатчика, камеры СФР и индукционного измерителя электропроводности [1,2].



Фиг. 1

Соответственно полупериодам разрядного тока в трубке пролетает несколько плазменных сгустков.

На фиг. 2, а представлена фотография первого ($u = 24$ км/сек), второго ($u = 16$ км/сек) и третьего плазменных образований; снимок сделан камерой СФР при параллельном движении плазмы и изображения на фотопленке. Сигнал измерителя электропроводности σ представлен на фиг. 2, б (метки времени через 1 мксек, максимальные амплитуды сигнала пропорциональны произведению σu^2). Максимальное значение σ достигается сразу за фронтом свечения головной области первого плазменного образования. Здесь σ постоянна на длине $60 \div 80$ мм и имеет значение $65 \div 70$ ом⁻¹ см⁻¹. Далее вдоль сгустка σ резко уменьшается и не превышает в хвосте первого и в следующих плазменных образованиях 10 ом⁻¹ см⁻¹. Поэтому можно положить, что с магнитным полем в радиальном канале взаимодействует в основном лишь головная часть первого сгустка. Скорость ее перед входом в канал равна 24 км/сек.



Фиг. 2

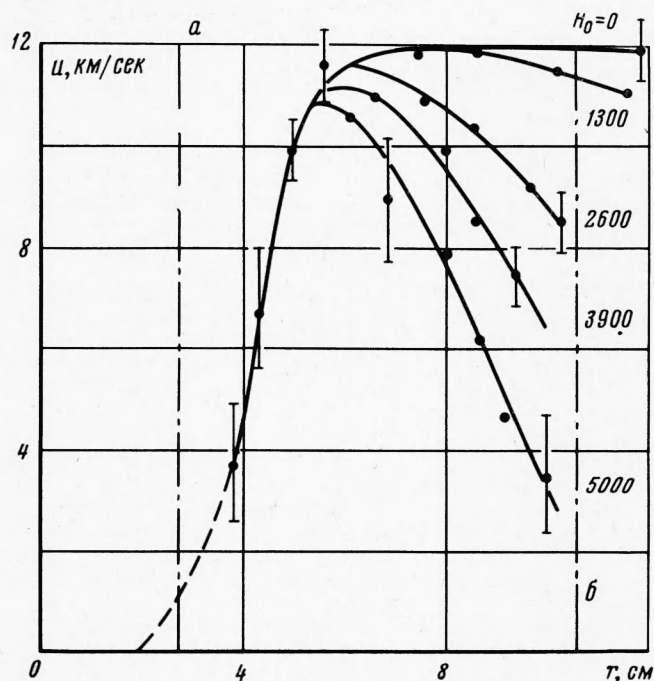
Измерение давления пьезодатчиком (фиг. 2, в; диаметр кристалла 1 мм, метки времени через 1 мксек) показывает, что сгусток неоднороден и колебания давления на стенке трубки соответствуют подходу к датчику темных или светлых областей сгустка.

Усредняющий по некоторому объему измеритель электропроводности не чувствителен к таким неоднородностям и повторяемость его сигналов хорошая. Измеренные параметры сгустка отличаются от расчетных за одномерной ударной волной, движущейся со скоростью переднего фронта сгустка (расчетные электропроводность и давление — $\sigma = 200$ ом⁻¹ см⁻¹ и $p = 6$ атм, а измеренные — $65 \div 70$ ом⁻¹ см⁻¹ и 4.5 атм).

При входе в магнитный канал сгусток начинает расширяться в радиальном направлении. Радиальная скорость движения переднего фронта плазмы на радиусе 50 мм достигает 12 км/сек, и без магнитного поля при больших радиусах сохраняется постоянной. Это видно из графиков фиг. 3, на которых представлены зависимости от

радиуса r , см, скорости переднего фронта u , км/сек, для различных значений поля H_0 , представленных у кривых (H_0 измерялось на радиусе 65 мм).

Движение плазмы в канале происходит в виде последовательных волн сжатия, скорость которых незначительно отличается от скорости переднего фронта. На фиг. 4 представлены осциллограммы давления плазмы на стенке радиального канала, соответствующие значениям $H_0 = 0, 300, 700$ и 3000 э, разрешающая способность датчиков около 1 мксек, метки времени через 1 и 5 мксек, масштабы давления — 1 атм. Давление за отраженной от торцевой стенки канала ($r = 0$) ударной волной равно



Фиг. 3

$p = 80$ атм и поддерживается таким в течение нескольких микросекунд, а затем постепенно падает (фиг. 4, а). Давление плазмы на стенке канала при $r = 55$ мм достигает 1,5 атм, а при $r = 95$ мм — 1 атм. Датчик на радиусе $r = 55$ мм регистрирует вначале очень слабую волну сжатия, а затем давление в сгустке плазмы.

При помощи СФР и магнитных зондов установлено, что движение плазмы в радиальном канале близко к осесимметричному. Это позволило при помощи относительно небольшого числа измерительных датчиков исследовать процесс во всем объеме канала.

При наличии магнитного поля характер движения плазмы в канале существенно изменяется. В плазме возникают замкнутые concentрические токи. Пондеромоторные силы $\mathbf{f} = c^{-1} \mathbf{j} \times \mathbf{H}$ в соответствии с установленным распределением плотности тока в плазме наибольшее воздействие оказывают на передний фронт сгустка, который сильно замедляется (фиг. 3).

При напряженности магнитного поля меньше 1000 э изменение характера движения заметно лишь в области больших радиусов канала. Пьезодатчик на радиусе $r = 95$ мм отмечает слияние двух фронтов (фиг. 4, в), причем давление за фронтом становится равным расчетному давлению за фронтом плоской волны, движущейся с измеренной скоростью. Аналогичное явление наблюдается для радиуса $r = 55$ мм при поле $H_0 \geq 2500$ э (рис. 4, г).

При сильном торможении плазмы (до $3 \div 4$ км/сек) на фоторегистрограммах заметна слабосветящаяся преломленная ударная волна, движущаяся со скоростью, близкой к скорости незаторможенной плазмы (12 км/сек). В этом случае давление нарастает плавно (фиг. 4, г) и достигает максимального значения $2.5 \div 3.5$ атм. Однако даже при сильном торможении газа осесимметричное течение в канале не нарушается. На фиг. 5 даны кадры движения плазмы в радиальном канале, полученные при помощи камеры СФР; время между кадрами 0.33 мксек; порядок кадров: сверху — вниз,

справа — налево. Пучок темных линий, пересекающий на этом рисунке изображение, является тенью от системы магнитных зондов, регистрирующих симметрию радиального движения плазмы. Фотографии фиг. 5 показывают, что граница плазмы устойчива или, если неустойчивость типа Рэлей — Тейлора и возникает, она не успевает настолько развиться, чтобы разрушить симметрию течения при $H_0 \leq 4000$ э.

Зона текущего в плазме тока имеет размер, близкий к длине канала. Величина плотности тока достигает 3.2 кА/см^2 при $H_0 = 4000$ э.

Напряженность электрического поля E_j от тока в плазме на порядок меньше величины индуцированного поля $c^{-1}uH$, например, $E_j = 2 \text{ в/см}$, $c^{-1}uH = 13 \text{ в/см}$ при

$H_0 = 1300$ э; при $H_0 = 4000$ э $E_j = 5 \text{ в/см}$, $c^{-1}uH = 28 \text{ в/см}$.

Приблизленные оценки показывают, что для имеющихся условий электропроводность σ плазмы можно считать скаляром. Расчет σ из закона Ома $j = \sigma (c^{-1}uH - E)$ по измеренным u , H , E , j дает величины $40 \div 20 \text{ ом}^{-1} \text{ см}^{-1}$ (в зависимости от радиуса канала, меньшие значения относятся к большим радиусам) при $H_0 \leq 1000$ э и $\sigma = 140 \div 80 \text{ ом}^{-1} \text{ см}^{-1}$ при $H_0 = 4000$ э. Интенсивный джоулев нагрев плазмы при больших H_0 индуцированными в ней токами подтверждается также увеличением светимости плазмы при больших магнитных полях. Непосредственный расчет джоулева тепла во всем объеме плазмы

$$Q = \int_V \int_t \frac{1}{\sigma} j^2 dt dV$$

дает значение 125 Дж при $H_0 = 4000$ э.

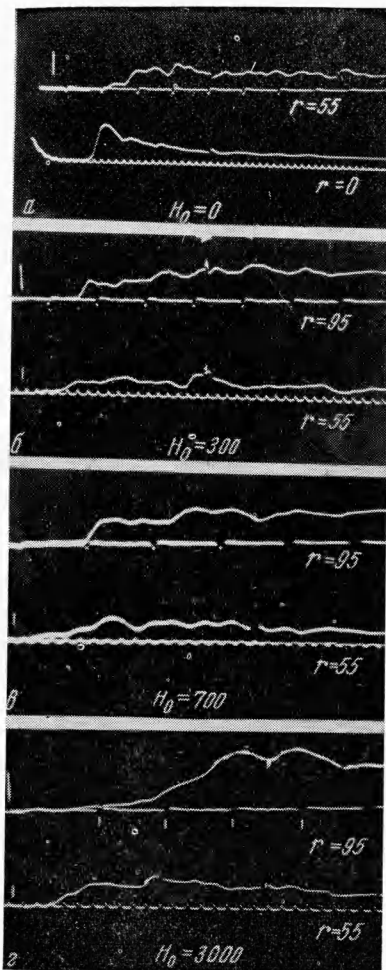
Магнитное число R_m , определенное для характерного размера, равного максимальному радиусу канала, изменяется в пределах $2.5 \div 1.0$ в зависимости от радиуса канала и напряженности магнитного поля.

2. Взаимодействие сгустка плазмы с электрическим контуром. При движении в радиальном канале плазма деформировала магнитное поле и наводила э. д. с. в витках (о наличии которых в стенках канала уже говорилось выше) электрического контура. Возникающие при этом нестационарные токи в контуре создавали в объеме плазмы электрическое E_k и магнитное H_k поля.

Исследовалось влияние этих полей на величины полной механической работы плазмы A , джоулева тепла Q и полезной работы плазмы W :

$$W = A - Q = \int_V \int_t jE dt dV$$

$$(A = \int_V \int_t c^{-1} juH dt dV)$$



Фиг. 4

в зависимости от расположения (геометрии) витков контура, индуктивно связанных с плазмой, омического сопротивления R контура и напряженности начального магнитного поля H_0 . Электрические величины A , Q и W рассчитывались по измеренным в радиальном канале функциям $j(r, t)$, $E(r, t)$, $u(r, t)$ и $H(r, t)$. При этом измерялись некоторые средние по ширине канала компоненты: по азимуту φ — компоненты E и j , по r — компонента u , по z — компонента H .

Измерения показали, что магнитное поле H_k от токов в электрическом контуре значительно меньше суммы начального поля H и поля от токов в плазме H_j , т. е.

$$H_k \leq 0.1 (H_0 + H_j)$$

Электрическое поле E_k от токов в контуре значительно меньше индуцированного поля $c^{-1}uH$, но сравнимо с полем E_j от токов в плазме. Отсюда следует, что наличие электрического контура, индуктивно связанного с плазмой и нагруженного только на омическое сопротивление, в условиях нашего эксперимента мало влияет на плотность

тока в плазме, полную работу плазмы и джоулево тепло, что полезная работа плазмы значительно меньше полной, т. е. $A \approx Q$. Однако электрическое поле от этого контура существенно влияет на полезную работу плазмы. Именно это поле и определяет величину полезной работы, так как

$$\iint_V jE_j dt dV \ll \iint_V jE_k dt dV$$

Неравенство нулю левой части обусловлено токами, индуцируемыми в металлических частях конструкции установки.

При этом полезная работа, рассчитанная по измеренным величинам плотности тока и электрического поля и проинтегрированная по всему объему и времени взаимодействия, равна энергии, выделенной на омическом сопротивлении

$$W = \iint_V jE_k dt dV \approx \int_i I^2 R dt \quad (2.1)$$

Было исследовано четыре типа обмоток, витки которых располагались следующим образом.

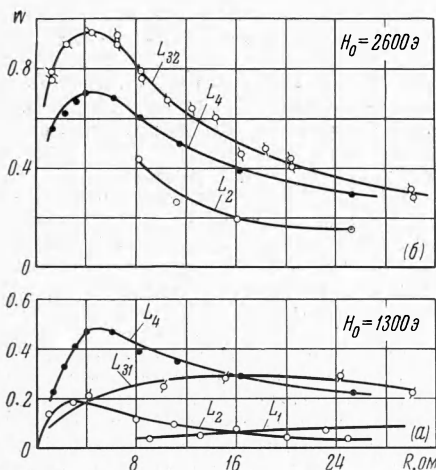
1. Витки намотаны на радиусе 105 мм, на внешнем радиусе канала. Индуктивность ее $L_1 = 400 \cdot 10^{-6}$ гн. Обозначим ее L_1 (так же, как и ее индуктивность).

2. Вторая обмотка — L_2 . Витки (10 витков по 5 с каждой стороны) намотаны в стенках канала в виде спирали с постоянным шагом 6 мм, начиная от радиуса 25 мм до радиуса 55 мм. Индуктивность ее $L_2 = 16 \cdot 10^{-6}$ гн.

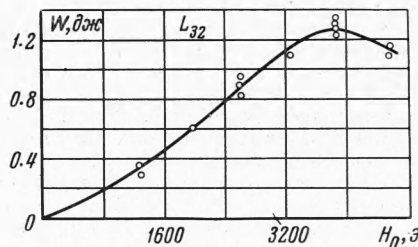
3. Витки намотаны в виде плотной спирали в два ряда; с каждой стороны канала по пять витков в каждом ряду, располагаемых на радиусах от 60 до 65 мм. Индук-

тивность всей обмотки $L_{31} = 83 \cdot 10^{-6}$ гн. Индуктивность обмотки (L_{32}), состоящей из двух рядов, ближайших к газу, равна $L_{32} = 19.8 \cdot 10^{-6}$ гн.

4. Витки намотаны в виде спирали с постоянным шагом 6 мм, начиная от радиуса 65 до радиуса 105 мм. Индуктивность ее $L_4 = 40 \cdot 10^{-6}$ гн.



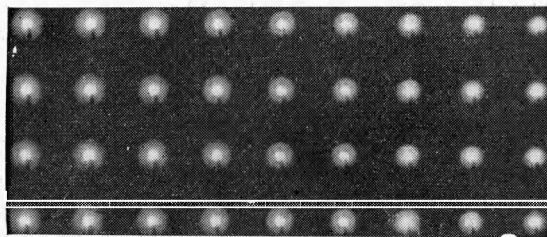
Фиг. 6



Фиг. 7

На фиг. 6, а представлена энергия W , Дж, выделенная на омическом сопротивлении электрического контура с указанными выше обмотками, в зависимости от величины омического сопротивления. Эта энергия рассчитывалась по формуле (2.1) для напряженности магнитного поля $H_0 = 1300$ э (начальное магнитное поле менялось по радиусу от $r = 0$ до $r = 105$ мм в 1.5 раза, поэтому все указанные значения поля H_0 отнесены к $r = 65$ мм, по ширине канала H_0 было практически постоянным).

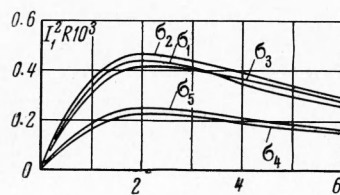
Из фиг. 6, а видно большое влияние геометрии обмотки на величину выделяемой энергии. При этом влияние определяется не только коэффициентом взаимной индукции обмотки с токами в плазме, но и величиной тока в контуре, т. е. распределением и величиной электрического поля E_k от тока в контуре в объеме плазмы.



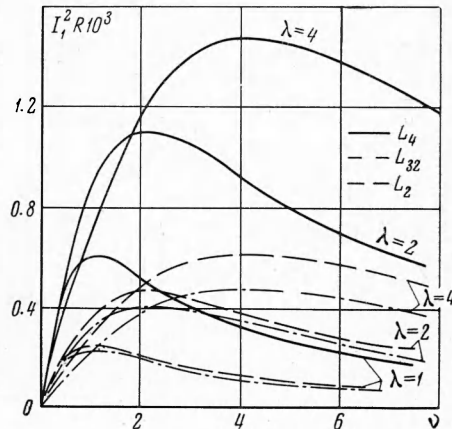
Фиг. 5

К сожалению, не все обмотки находятся в одинаковых условиях по отношению к характеру течения. Как видно из фиг. 3, на начальном участке канала скорость радиального движения плазмы быстро увеличивается от нуля до 12 км/сек и для $r > 50$ мм при $H_0 = 0$ она сохраняется постоянной. Обмотка L_2 расположена в области начального участка канала и влияние этой области течения на индукционное взаимодействие токов в плазме с обмоткой L_2 наибольшее. Поле $H_0 = 1300$ э практически не влияет на распределение скоростей, поэтому можно считать, что результаты фиг. 6, а получены при невозмущенной газовой динамике.

На фиг. 6, б представлены величины выделяемой на омическом сопротивлении энергии для поля $H_0 = 2600$ э. При этом поле скорость газа заметно уменьшается, особенно в конце канала.



Фиг. 8



Фиг. 9

Как видно из фиг. 6, б наиболее интенсивное взаимодействие осуществляется с обмоткой L_3 , расположенной в области максимальной скорости газа. (При поле 1300 э максимальное значение энергии выделялось на L_4).

Зависимость выделяемой энергии от величины магнитного поля видна на фиг. 7. При малых полях $W \sim H_0^2$, затем W достигает максимума, а при больших полях даже уменьшается.

3. Теоретический анализ процесса и сравнение с экспериментом. Описать теоретически весьма сложный характер течения в экспериментальном канале практически невозможно, поэтому при теоретическом анализе будем исходить из простейшего решения газодинамических уравнений.

Приближенно течение описывается уравнениями магнитной гидродинамики с учетом диссипации в виде лишь джоулева тепла и с добавлением уравнения, индуктивно связанного с плазмой электрического контура. Если решение этой системы уравнений искать разложением по R_m , то в нулевом приближении уравнения газовой динамики и уравнения Максвелла с уравнением контура разделяются. А решение для электромагнитных величин первого приближения зависит от газодинамических величин нулевого приближения. Одним из решений газодинамических уравнений будет течение с энтропийной волной. Такое течение с постоянными скоростью и давлением и произвольным распределением температуры как функции частицы газа может существовать в канале постоянного сечения. Итак, течение газа в нулевом приближении можно представить себе следующим образом: на радиусе, равном внутреннему радиусу канала ($r = 25$ мм), есть цилиндрический источник газа. Из этого источника вытекает газ с постоянными скоростью, давлением и периодически меняющейся во времени температурой и течет в канале постоянного сечения. На радиусе $r = 105$ мм есть сток, не возмущающий течения.

Учитывая осевую симметрию, имеем следующие компоненты (в цилиндрической системе координат r, φ, z): скорость газа имеет компоненту только по радиусу канала $u_r = u_0 = \text{const}$; плотность тока $\mathbf{J}$, электрическое поле $\mathbf{E}$ и вектор-потенциал $\mathbf{A}$ имеют компоненты $\mathbf{J}_\varphi(r, z, t)$, $E_r(r, z, t)$, $A_\varphi(r, z, t)$ только по φ ; магнитное поле $\mathbf{H}$ имеет компоненты $H_r(r, z, t)$, $H_z(r, z, t)$ по r и z .

Из электродинамических величин нулевого приближения имеется только заданное извне направленное по z постоянное магнитное поле H_0 , так как ток нулевого приближения в электрическом контуре в нашем случае равен нулю.

Тогда в первом приближении плотность тока в газе будет равна

$$j = R_m \sigma_0 [E_0 - u_0 H_0] = -R_m \sigma_0 \quad (3.1)$$

Для тока первого приближения в электрическом контуре имеем уравнение

$$\frac{d}{dt} \sum_n \oint_S \mathbf{H} d\mathbf{S} + R I_1 = 0 \quad (3.2)$$

Здесь суммирование магнитного потока ведется по последовательно включенным виткам контура.

Уравнения (3.1) и (3.2) записаны в безразмерном виде и за характерные величины приняты: l — длина канала 105 мм; t° — время; u_0 — скорость; H_0 — напряженность магнитного поля; j° — плотность тока; E° — напряженность электрического поля; I° — ток в контуре; σ° — максимальная электропроводность температурной волны

$$\left(t^\circ = \frac{l}{u_0}, \quad j^\circ = \frac{c H_0}{4\pi l}, \quad E^\circ = \frac{u_0 H_0}{c}, \quad I^\circ = c H_0 l \right)$$

Уравнение (3.2) можно переписать, вводя самоиндукцию контура и вектор-потенциал поля [3]

$$\frac{d}{dt} \sum_n \oint_L \mathbf{A} dl + L \frac{dI_1}{dt} + R I_1 = 0$$

$$\left(\mathbf{A} = \int_V \frac{\mathbf{j}}{\xi} dV, \quad L = \frac{L_0}{l}, \quad R = \frac{R_0 c^2}{u_0} \right)$$

Здесь L_0 , R_0 — истинные индуктивность и сопротивление контура. Учитывая осевую симметрию и уравнение (3.1), представим э.д.с. индукции в виде

$$E_{\text{инд}} = - \frac{d}{dt} \sum_n \oint_L \mathbf{A}_1 dl = \frac{d}{dt} \sum_n 2\pi r_n \int_V \frac{\sigma_0}{\xi} \cos \psi dV$$

где ψ — угол между вектором dl и выбранным направлением ϕ . Не зная точно, какова форма волны проводимости в экспериментальной установке, зададим ее в общем виде

$$\sigma_0 = \sum_i [a_i \cos i\lambda(r-t) + b_i \sin i\lambda(r-t)], \quad \lambda = \frac{\omega l}{u_0}$$

Здесь λ — безразмерная частота.

Тогда э.д.с. индукции будет равна

$$E_{\text{инд}} = - \frac{d}{dt} \sum_{i=0}^{\infty} [\beta_i^c (a_i + b_i) \cos i\lambda t + \beta_i^s (a_i + b_i) \sin i\lambda t]$$

$$\left(\beta_i^c = \sum_n 2\pi r_n \int_V \frac{1}{\xi} \cos i\lambda r \cos \psi dV, \quad \beta_i^s = \sum_n 2\pi r_n \int_V \frac{1}{\xi} \sin i\lambda r \sin \psi dV \right)$$

Здесь ξ — расстояние от точки интегрирования в объеме газа до витка контура радиуса r_n .

Тогда выделяемая на омическом сопротивлении средняя за период мощность (отношенная к величине $H_0^2 u_0 l^2$) равна

$$W = R_m^2 I_1^2 R = R_m^2 \frac{1}{L} \sum \frac{v i^2 \lambda^2}{v^2 + i^2 \lambda^2} \frac{a_i^2 + b_i^2}{2} (\beta_i^c + \beta_i^s) \quad (3.3)$$

где $v = R/L$.

Полная работа газа в единицу времени (T — период)

$$A = \int_V \frac{1}{T} \int_t \mathbf{u} (\mathbf{j} \times \mathbf{H}) dt dV = R_m a_0 V + O(R_m^2)$$

Доля работы, которая передается во внешнюю сеть, равна

$$W = - \int_V \frac{1}{T} \int_t \mathbf{j} \mathbf{E} dt dV = - R_m^2 \int_V \frac{1}{T} \int_t \sigma_0 \left[\frac{dI_1}{dt} \oint \frac{dl}{\xi} - \frac{\partial}{\partial t} \int \frac{\sigma_0}{\xi} dV \right] dt dV$$

где второй член в скобках есть электрическое поле от токов в газе, а первый — от токов в контуре. Интеграл за период и по объему от второго члена равен нулю, а от первого — $R_m^2 I_1^2 R$, т. е. работа, передаваемая в контур, определяется только электрическим полем от этого контура.

Результаты расчетов по формуле (3.3) величины W/R_m^2 от v , λ , σ_0 и вида обмотки представлены на фиг. 8 и 9. При этом коэффициенты β_i^c и β_i^k рассчитывались на ЭВМ. Влияние на величину W формы волны проводимости показано на фиг. 8 для $\lambda = 2$ и обмотки L_{32} . При этом значение σ определялось по формулам

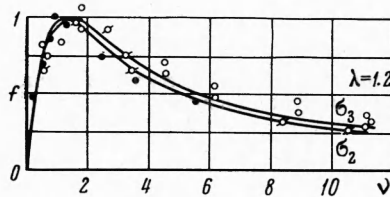
$$\sigma_1 = 1/2 [1 + \cos \lambda (r - t)], \quad \sigma_2 = 1/4 [1 + \cos \lambda (r - t)]^2$$

$$\sigma_3 = 1/6 [1 + \cos \lambda (r - t)]^3, \quad \sigma_4 = \frac{1}{2} - \sum_{m=1}^{\infty} \frac{1}{m\pi} \sin m\lambda (r - t)$$

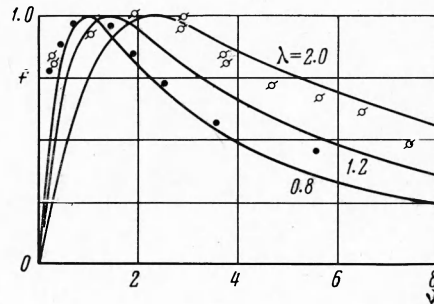
$$\sigma_5 = \frac{1}{3} - \sum_{m=1}^{\infty} \frac{\sin \lambda (r - t)}{m\pi} + \sum_{m=1}^{\infty} \frac{\cos \lambda (r - t)}{m\pi}$$

Симметричная форма волны оказалась более выгодна.

Влияние геометрии обмотки и длины волны представлено на фиг. 9, где даны W/R_m^2 в зависимости от v для различных λ и обмоток L_1 , L_3 , L_4 и σ_2 . Из графиков фиг. 9 видно, что оптимальная длина волны для всех обмоток $\lambda \approx 3$, т. е. примерно в два раза больше длины канала. Наиболее выгодной из трех обмоток получается L_4 , т. е. обмотка, расположенная ближе к выходу из канала. Оказалось



Фиг. 10



Фиг. 11

также, что L_2 выгоднее L_3 , а в эксперименте при $H_0 = 1300$ э (фиг. 6, а) с L_{31} в контуре выделяется энергии больше, чем с L_2 . Возможно это определяется распределением скоростей в экспериментальном канале (фиг. 3).

Попытаемся хотя бы качественно сравнить экспериментальные результаты с теоретическими. Чтобы исключить влияние R_m , отнесем энергию или мощность к максимальной (для каждой λ и σ). Так, на фиг. 10 представлены экспериментальные точки с фиг. 6, а, отнесенные для L_2 к 0.20 дж, для L_{31} к 0.30 дж, для L_4 к 0.48 дж.

Как видно, теоретические кривые для σ_2 и σ_3 и $\lambda = 1.2$ хорошо соответствуют экспериментальным точкам. Теоретические кривые, отнесенные к максимальной мощности, т. е. $f(v) = W/W_{\max}$, при одинаковых λ и σ для различных обмоток очень близки одна к другой. Из фиг. 10 следует, что для всех обмоток эффективная длина волны ($H_0 = 1300$ э) будет $\lambda = 1 \div 1.5$, т. е. длина волны примерно в шесть раз больше длины канала.

На фиг. 11 аналогичные данные представлены для $H_0 = 2600$ э.

Видно, что изменение с увеличением поля характера течения увеличивает уже наметившиеся на фиг. 10 отклонения $W(v)$ для всех обмоток от $\lambda = \text{const}$.

Попытаемся теперь сравнить количественные результаты. Эффективный период для взаимодействия в эксперименте равен

$$T = \frac{2\pi}{\omega} = \frac{2\pi l}{\lambda u_0} = \frac{6.28 \cdot 10.5}{1.2 \cdot 1.2 \cdot 10^6} = 46 \cdot 10^{-6} \text{ сек}$$

По этому периоду можно определить среднюю за период выделяемую на оптимальном омическом сопротивлении мощность W^* и определить, при каком R_m^* теоретически рассчитанная мощность равна экспериментальной.

В нижеприводимой таблице даны для поля $H_0 = 1300$ э значения W^* , а также рассчитанное по величине отношения W^* к $H_0^2 u_0 l^2$ для волны проводимости типа σ_2 магнитное число Рейнольдса R_m^* :

	L_2	L_{31}	L_4
$W^* (\text{ватт})$	$4.4 \cdot 10^3$	$6.55 \cdot 10^3$	$10.5 \cdot 10^3$
$W^* / H_0^2 u_0 l^2$	$1.97 \cdot 10^{-4}$	$2.94 \cdot 10^{-4}$	$4.5 \cdot 10^{-4}$
R_m^*	0.865	1.000	0.800

В эксперименте же число R_m (для характерного размера $l = 10.5$ см и измеренным эффективным значениям $\sigma = 40 \div 20$ ом⁻¹см⁻¹ и скорости $u_0 = 1.3 \cdot 10^6$ см/сек) равно 3—6 при малых магнитных полях.

Однако качественное соотношение теоретических и экспериментальных результатов (фиг. 10) при невозмущенной газовой динамике говорит о том, что в экспериментальной установке характер взаимодействия плазмы с электрическим контуром близок к теоретическому и энергия на омическом сопротивлении выделяется из плазмы.

Авторы выражают благодарность Г. И. Багаеву, А. П. Морозову, Л. Н. Пузыреву и Ю. А. Шадрину, спроектировавшим экспериментальную установку, и Т. И. Пущкаревой и С. П. Мымриной за помощь в эксперименте и расчетах.

Поступила 20 X 1967

ЛИТЕРАТУРА

1. Лин Ш. Ч., Реслер Е., Кантровиц А. Электропроводность высокоионизованного аргона в ударной волне. Вопросы ракетной техники, 1956, № 1 (31), стр. 11—35.
2. Федуров В. И., Ефремова Г. Д. Изучение магнитного метода измерения электропроводности ионизованных газов. Теплофизика высоких температур, 1956, т. 4, № 5, стр. 615—620.
3. Тамм И. Б. Основы теории электричества. Изд-во «Наука», 1966.

НЕКОТОРЫЕ РАСЧЕТЫ ДЛЯ ФИЗИКО-ХИМИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ В ПЛАЗМЕННОЙ СТРУЕ ПРИ ПОСТОЯННЫХ И ФЛЮКТУИРУЮЩИХ НАЧАЛЬНЫХ УСЛОВИЯХ

Э. Н. Червочкин

(Москва)

В работе [1] была рассмотрена следующая система обыкновенных нелинейных дифференциальных уравнений первого порядка, в определенных приближениях моделирующая плазмохимический процесс конверсии метана в ацетилен в водородной плазменной струе

$$\begin{aligned} \frac{dc_1(z)}{dz} &= -\frac{1}{v(z)} k_1(T) c_1(z) \\ \frac{dc_2(z)}{dz} &= \frac{1}{v(z)} \left[\frac{1}{2} \frac{\mu_2}{\mu_1} k_1(T) c_1(z) - k_2(T) c_2(z) \right] \\ \frac{dc_3(z)}{dz} &= \frac{1}{v(z)} \left[\frac{\mu_3}{\mu_2} k_2(T) c_2(z) - k_3(T) c_3(z) \right] \\ \frac{dc_4(z)}{dz} &= \frac{1}{v(z)} 2 \frac{\mu_4}{\mu_3} k_3(T) c_3(z) \end{aligned} \quad (0.1)$$

$$\begin{aligned} \frac{dc_5(z)}{dz} &= \frac{1}{v(z)} \left[\frac{\mu_5}{\mu_1} k_1(T) c_1(z) + \frac{\mu_5}{\mu_2} k_2(T) c_2(z) + \frac{\mu_5}{\mu_3} k_3(T) c_3(z) \right] \\ \frac{dT(z)}{dz} &= -\frac{[N/M - 2v(z)] s_1 + v(z) R T(z) s_2}{[N/M - 2v(z)] s_3 + v(z) R s_4} \end{aligned} \quad (0.2)$$

$$\frac{dt}{dz} = \frac{1}{v(z)}, \quad v(z) = N/2M - [(N/2M)^2 - RT(z) s_4]^{1/2} \quad (0.3)$$

где

$$\begin{aligned} s_1 &= \sum_{i=1}^5 \sum_{j=-1}^8 \frac{dc_i(z)}{dz} [h_{ij} T^j(z) + h_i^0], & s_2 &= \sum_{i=1}^5 \frac{1}{\mu_i} \frac{dc_i(z)}{dz} \\ s_3 &= \sum_{i=1}^5 \sum_{j=-1}^8 c_i(z) h_{ij} T^j(z), & s_4 &= \sum_{i=1}^5 \frac{c_i(z)}{\mu_i} \end{aligned}$$

Здесь c_i — весовая концентрация i -го вещества ($i = 1-5$, 1 — CH_4 , 2 — C_2H_4 , 3 — C_2H_2 , 4 — C, 5 — H_2), h_{ij} — коэффициент в разложении энтальпии i -го вещества по температуре T , h_i^0 — теплота образования i -го вещества, $k_i(T)$ — константа скорости распада i -го вещества, N , M — константы интегрирования, определяемые из начальных условий, R — газовая постоянная, μ_i — молекулярный вес i -го вещества.