ПМТФ, № 2, 1963

ИНДУКЦИОННОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ РАСШИРЯЮЩЕГОСЯ ПЛАЗМЕННОГО ШНУРА С ВНЕШНИМ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ КОНТУРОМ

В. И. Яковлев

(*Новосибирск*)

Для простейшей геометрии рассматривается индукционное взаимодействие импульсного потока плазмы с внешним электрическим контуром без сторонних источников э.д.с. При заданной гидродинамике плазмы вычисляются индуцированные во внешней цепи токи, а также рассматривается изменение магнитного поля внутри плазмы. Предполагается, что в начальный момент магнитного поля в плазме нет. На основании этих данных вычисляются работа, производимая плазмой против магнитного поля, энергия, выделяемая током на внешней нагрузке, и тепловые потери в самой плазме. Устанавливается существование критического числа Рейнольдса R_m^*, определяющего возможность отдачи энергии во внешний контур при взаимодействии импульсного потока плазмы с магнитным полем. Полученные данные могут быть использованы для оценки эффективности преобразования энергии движущейся плазмы в электрическую энергию.

1. Постановка задачи. Пусть имеется достаточно длинный соленоид радиуса b_0 с числом витков n на единицу длины, замкнутый на внешнюю нагрузку, состоящую из омического сопротивления Ω_1 и индуктивности L_1.

Внутри соленоида имеется расширяющийся плазменный шнур, радиус которого в начальный момент времени $t=0$ равен a_0 и проводимость плазмы при $t=0$ равна σ_0. Закон изменения радиуса шнура $a=a(t)$ может быть произвольным и для дальнейшего будет записываться в виде

$$a(t)=a_0F(t) \qquad (1.1)$$

В момент $t=0$ по соленоиду течет ток I_0 и магнитное поле внутри шнура отсутствует. Необходимо построить зависимость силы тока, текущего по соленоиду и внешней нагрузке, от времени, а также распределение напряженности магнитного поля внутри соленоида для каждого момента времени $t>0$. Исходя из этих данных, легко можно вычислить работу A, совершаемую плазмой против магнитного поля, энергию Q_1, выделяемую на внешней нагрузке; энергию Q_2, выделяемую в самой плазме за единицу времени, а также энергию магнитного поля W в системе для любого момента времени t. Примем следующие допущения.

1°. Отношение длины соленоида к радиусу велико и поэтому все витки считаются работающими в условиях бесконечно длинного соленоида. Если теперь через Ω и L обозначить соответственно омическое сопротивление и индуктивность внешней нагрузки, отнесенные к единице длины соленоида, то в дальнейшем систему можно рассматривать состоящей из внешней нагрузки с характеристиками Ω и L, подключенной к участку единицы длины бесконечно длинного соленоида, внутри которого имеется расширяющийся бесконечно длинный плазменный шнур.

2°. Расширение шнура равномерно, т. е. отношение радиусов любых двух слоев не зависит от времени. В этом случае для скорости расширения слоя, находящегося на расстоянии r от оси, в момент времени t справедливо следующее соотношение:

$$q(r,t)=\frac{r}{a(t)}q(a)=\frac{r}{a(t)}\frac{da(t)}{dt} \qquad (1.2)$$

3°. Проводимость плазмы постоянна по радиусу шнура и меняется обратно пропорционально квадрату радиуса шнура со временем, т. е.

$$\sigma(t) = \sigma_0 \frac{a_0^2}{a^2(t)} \tag{1.3}$$

4°. Токами смещения пренебрегаем.

5°. Магнитная проницаемость плазмы $\mu = 1$.

2. **Основные уравнения**. Введем цилиндрическую систему координат с осью z, совмещенной с осью соленоида. Из постановки задачи вытекает:

$$\mathbf{H} = [0, 0, H_z(r, t)], \qquad \mathbf{q} = [q_r(r, t), 0, 0]$$

При $r \geqslant a(t)$ вектор $\mathbf{H}$ не зависит от радиуса r и определяется силой тока $I(t)$, текущего по соленоиду

$$H_z = \frac{4\pi n}{c} I(t) \qquad (b_0 \geqslant r \geqslant a(t))$$

Как уже было сказано, напряженность поля внутри плазменного шнура в момент $t = 0$ считается равной нулю. Проникновение поля в движущуюся проводящую среду с удельной проводимостью σ, не зависящей от координат, определяется уравнением [1]

$$\frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} = \frac{c^2}{4\pi\sigma} \triangle \mathbf{H} + \operatorname{rot}(\mathbf{q} \times \mathbf{H}) \tag{2.1}$$

которое для рассматриваемого случая записывается в виде

$$\frac{\partial H}{\partial t} = \frac{c^2}{4\pi\sigma} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}\left(r \frac{\partial H}{\partial r}\right) - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(rqH) \qquad (t > 0, 0 \leqslant r \leqslant a(t)) \tag{2.2}$$

Здесь и в дальнейшем H и q будем писать без соответствующих индексов.

В случае равномерного расширения, как показано в [2], это уравнение может быть значительно упрощено. Для этого от одной из независимых переменных r в (2.2) переходим к переменной

$$r_1 = \frac{a_0}{a(t)} r \tag{2.3}$$

которая меняется от 0 до a_0 при изменении r от 0 до $a(t)$ и вместо $H(r, t)$ рассматриваем функцию $H_1(r_1, t)$. Тогда для новой неизвестной функции

$$u(r_1, t) = H_1(r_1, t)\, a^2(t) \tag{2.4}$$

получается уравнение

$$\frac{\partial u}{\partial t} = \frac{c^2}{4\pi\sigma_0} \frac{1}{r_1} \frac{\partial}{\partial r_1}\left(r_1 \frac{\partial u}{\partial r_1}\right) \tag{2.5}$$

решение которого при следующих начальном и граничном условиях:

$$u(r_1, 0) = 0, \qquad u(a_0, t) = \frac{4\pi n}{c} I(t)\, a^2(t) \tag{2.6}$$

полностью определяет распределение напряженности магнитного поля внутри расширяющегося шнура.

Заметим, что входящая в граничное условие функция $I(t)$ является неизвестной и для ее определения необходимо написать уравнение закона Ома для внешнего контура

$$E = I\Omega \qquad \left(E = -\frac{1}{c}\frac{d\Phi}{dt}\right) \tag{2.7}$$

Здесь E — электродвижущая сила индукции.

Магнитный поток Φ через контур, образованный внешней нагрузкой и соленоидом единичной длины, складывается из двух частей: магнитного потока $\Phi_1 = c^{-1}LI$ через внешнюю индуктивность и потока $\Phi_2 = n\Phi_2'$ через витки соленоида, причем магнитный поток Φ_2' через один виток состоит из потока Φ_- через плазменный шнур и потока через кольцо между соленоидом радиуса b_0 и плазменным шнуром радиуса $a\ (t)$, т. е.

$$\Phi_2' = \Phi_- + \pi\,(b_0^2 - a^2)\,\frac{4\pi n}{c}\, I\ (t)$$

Следовательно

$$\Phi = \frac{1}{c} LI + n\Phi_- + (b_0^2 - a^2)\,\frac{4\pi^2 n^2}{c}\, I\ (t) \qquad (2.8)$$

На основании (2.7) и (2.8) для $I\ (t)$ получаем следующее уравнение:

$$\frac{1}{c^2}\left[L + L_0\left(1 - \frac{a^2}{b_0^2}\right)\right]\frac{dI}{dt} + \left[\Omega - \frac{2}{c^2} L_0 \frac{a\,(t)\,a'\,(t)}{b_0^2}\right] I\ (t) + \frac{n}{c}\,\frac{d\Phi_-}{dt} = 0 \qquad (2.9)$$

где

$$L_0 = 4\pi^2 n^2 b_0^2 \qquad (2.10)$$

индуктивность единицы длины основного соленоида.

Из выражения для потока через плазменный шнур

$$\Phi_- = 2\pi \int\limits_0^{a\,(t)} rH\ (r,\ t)\ dr$$

и уравнения (2.2) легко получить формулу для вычисления $d\Phi_- / dt$ через градиент напряженности магнитного поля H на границе шнура

$$\frac{d\Phi_-}{dt} = \frac{c^2}{2\sigma\,(t)}\, a\ (t)\, \frac{\partial H\ (r,\ t)}{\partial r}\bigg|_{r=a\,(t)} \qquad (2.11)$$

Учитывая условие (3) и переходя к функции $u\ (r_1,\ t)$, получаем

$$\frac{d\Phi_-}{dt} = \frac{c^2}{2\sigma_0 a_0}\,\frac{\partial u\ (r_1,\ t)}{\partial r_1}\bigg|_{r_1=a_0} \qquad (2.12)$$

Для удобства решения приведем уравнения к безразмерному виду. Примем следующие масштабы для размерных величин: t_0 — время, за которое радиус шнура изменяется от a_0 до b_0, a_0 — масштаб для линейных размеров системы, I_0 и $4\pi n I_0 / c$ — масштабы для силы тока и напряженности магнитного поля соответственно.

Введем обозначения для безразмерных параметров

$$\frac{t}{t_0} = \tau, \quad \frac{I}{I_0} = j, \quad \frac{r_1}{a_0} = \xi, \quad \frac{b_0}{a_0} = r_0, \quad \frac{a}{a_0} = \lambda$$
$$\frac{L}{L_0} = \alpha, \quad \frac{\Omega t_0 c^2}{L_0} = \beta, \quad \frac{4\pi\sigma_0 a_0\,(b_0 - a_0)}{c^2 t_0} = R_m \qquad (2.13)$$

Тогда вместо (2.5) для безразмерной функции

$$v\ (\xi,\ \tau) = \frac{u\ (r_1,\ t)}{(4\pi n/c)\ I_0 a_0^2} \qquad (2.14)$$

будем иметь следующее уравнение:

$$\frac{\partial v}{\partial \tau} = \frac{r_0 - 1}{R_m}\,\frac{1}{\xi}\,\frac{\partial}{\partial \xi}\left(\xi\,\frac{\partial v}{\partial \xi}\right) \qquad (\tau > 0,\ 0 \leqslant \xi \leqslant 1) \qquad (2.15)$$

и вместо условий (2.6) будем иметь

$$v\ (\xi,\ 0) = 0, \qquad v\ (1,\ \tau) = \lambda^2\ (\tau)\ j\ (\tau) \qquad (2.16)$$

Подставляя в (2.9) выражение $d\Phi_- / dt$ из (2.12) и переходя к безразмерным величинам, получим следующее уравнение:

$$\left[\alpha + \left(1 - \frac{\lambda^2(\tau)}{r_0^2}\right)\right]\frac{dj}{d\tau} + \left[\beta - \frac{2}{r^2}\lambda(\tau)\lambda'(\tau)\right]j(\tau) + \frac{r_0-1}{R_m}\frac{2}{r_0^2}\frac{\partial v}{\partial \xi}\bigg|_{\xi=1} = 0 \qquad (2.17)$$

Для безразмерной силы тока $j(\tau)$ имеется начальное условие

$$j(0) = 1 \qquad (2.18)$$

Уравнения (2.15) — (2.18) составляют систему, из которой можно получить полное решение поставленной задачи.

3. Решение полученных уравнений. Воспользуемся преобразованиями Лапласа. Для функции $v(\xi, \tau)$, удовлетворяющей уравнению (2.15) и условиям (2.16), легко можно получить изображение в комплексной плоскости (p) через функции Бесселя

$$v(\xi, \tau) \doteqdot V(p, \xi) = F(p)\frac{J_0(\sqrt{R_* p}\,\xi i)}{J_0(\sqrt{R_* p}\,i)} \qquad \left(R_* = \frac{R_m}{r_0 - 1}\right) \qquad (3.1)$$

Здесь функция

$$F(p) \doteqdot \lambda^2(\tau)\, j(\tau)$$

представляет собой изображение граничной функции $\lambda^2(\tau)\, j(\tau)$. Отсюда получаем изображение для $\partial v / \partial \xi$

$$\frac{\partial v}{\partial \xi} \doteqdot \frac{dV}{d\xi} = F(p)\sqrt{R_* p}\,\frac{J_1(i\sqrt{R_* p}\,\xi)}{J_0(i\sqrt{R_* p})} \qquad (3.2)$$

Для частного случая $F_1(p) = 1 / p$ имеем

$$\frac{dV_1}{d\xi} = \frac{R_* J_1(i\sqrt{R_* p}\,\xi)}{J_0(i\sqrt{R_* p})\sqrt{R_* p}} \qquad (3.3)$$

Отсюда

$$\frac{\partial v_1}{\partial \xi} = \frac{R_*}{2\pi i}\int\limits_C \frac{e^{p\tau} J_1(i\sqrt{R_* p}\,\xi)\,dp}{J_0(i\sqrt{R_* p})\sqrt{R_* p}} \qquad (3.4)$$

где контуром интегрирования C является прямая, параллельная мнимой оси и расположенная в правой полуплоскости.

На основании леммы Жордана ([3], стр. 410) и теоремы Коши о вычетах вычисление интеграла (3.4) сводится к вычислению суммы вычетов подынтегральной функции относительно ее изолированных особых точек.

Произведя вычисления, находим

$$\frac{\partial v_1}{\partial \xi} = 2\sum_{k=1}^{\infty} \exp\left(-\frac{\mu_k^2 \tau}{R_*}\right)\frac{J_1(\mu_k \xi)}{J_1(\mu_k)} \qquad (3.5)$$

где через μ_k обозначается k-тый корень уравнения $J_0(x) = 0$. Так как

$$\frac{dV}{d\xi} = pF(p)\frac{dV_1}{d\xi}$$

то на основании интеграла Дюамеля имеем

$$\frac{\partial v}{\partial \xi} = [\lambda^2(\tau)\, j(\tau)]|_{\tau=0}\frac{\partial v_1}{\partial \xi} + \int\limits_0^\tau \frac{d}{d\chi}[\lambda^2(\chi)\, j(\chi)]\frac{\partial v_1(\xi, \tau - \chi)}{\partial \xi}\,d\chi$$

или, введя обозначение

$$K(\xi, \tau) = 2\sum_{k=1}^{\infty} \exp\left(-\frac{\mu_k^2 \tau}{R_*}\right)\frac{J_1(\mu_k \xi)}{J_1(\mu_k)} \qquad (3.6)$$

и, имея в виду условия $\lambda(0) = 1$, $j(0) = 1$

$$\frac{\partial v}{\partial \xi} = K(\xi, \tau) + \int_0^\tau \frac{d}{d\chi}[\lambda^2(\chi) j(\chi)] K(\xi, \tau - \chi) d\chi \tag{3.7}$$

Подставляя это выражение в уравнение (2.17), получим следующее уравнение для безразмерной силы тока:

$$\left[\alpha + \left(1 - \frac{\lambda^2(\tau)}{r_0^2}\right)\right]\frac{dj}{d\tau} + \left[\beta - \frac{2}{r_0^2}\lambda(\tau)\cdot\lambda'(\tau)\right] j(\tau) +$$

$$+ \frac{2}{R_* r_0^2}\left\{K_1(\tau) + \int_0^\tau \frac{d}{d\chi}[\lambda^2(\chi) j(\chi)] K_1(\tau - \chi) d\chi\right\} = 0 \tag{3.8}$$

Здесь

$$K_1(\tau) = K(\xi, \tau)|_{\xi=1} = 2\sum_{k=1}^{\infty} \exp\left(-\frac{\mu_k^2 \tau}{R_*}\right) \tag{3.9}$$

Уравнение (3.8) совместно с начальным условием (2.18) решается численным методом на электронно-вычислительной машине.

Из (3.1) легко получить формулу аналогично (3.7)

$$v(\xi, \tau) = M(\xi, \tau) + \int_0^\tau \frac{d}{d\chi}[\lambda^2(\chi) j(\chi)] M(\xi, \tau - \chi) d\chi \tag{3.10}$$

где

$$M(\xi, \tau) = 1 - 2\sum_{k=1}^{\infty} \frac{1}{\mu_k} \exp\left(-\frac{\mu_k^2 \tau}{R_*}\right)\frac{J_0(\mu_k \xi)}{J_1(\mu_k)} \tag{3.11}$$

Имея функции $j(\tau)$, $v(\xi, \tau)$ и $\partial v(\xi, \tau) / \partial \xi$, можно вычислить те энергетические величины, о которых говорилось в п. 1. Ниже приведены формулы для их вычисления

$$A(\tau) = \frac{1}{2t_0}\left[\frac{4\pi n}{c} I_0 a_0\right]^2 \frac{\lambda'(\tau)}{\lambda^3(\tau)} \int_0^1 \frac{\partial v}{\partial \xi} v(\xi, \tau) \xi^2 d\xi \tag{3.12}$$

$$Q_1(\tau) = \frac{1}{2t_0}\left[\frac{4\pi n}{c} I_0 a_0\right]^2 \beta \frac{r_0^2}{2} j^2(\tau) \tag{3.13}$$

$$Q_2(\tau) = \frac{1}{2t_0}\left[\frac{4\pi n}{c} I_0 a_0\right]^2 \frac{1}{R_* \lambda^2(\tau)} \int_0^1 \left(\frac{\partial v}{\partial \xi}\right)^2 \xi \, d\xi \tag{3.14}$$

$$W(\tau) = \frac{1}{2}\left[\frac{4\pi n}{c} I_0 a_0\right]^2 \frac{1}{2}\left\{\frac{1}{\lambda^2(\tau)}\int_0^1 v^2 \xi d\xi + \frac{1}{2} j^2(\tau)[r_0^2(1+\alpha) - \lambda^2(\tau)]\right\} \tag{3.15}$$

4. **Численные результаты и выводы.** Для численного решения уравнения (3.8) и построения функций $v(\xi, \tau)$ и $\partial v(\xi, \tau) / \partial \xi$ принят следующий закон изменения радиуса шнура во времени:

$$\lambda(\tau) = \sqrt[m]{1 + (r_0^m - 1)\tau} \tag{4.1}$$

где показатель корня m позволяет в широких пределах варьировать характер расширения плазменного шнура. Приведенные ниже численные результаты, полученные на быстродействующей электронно-вычислительной машине, соответствуют следующим значениям:

$$m = 1, \quad \alpha = 0.1, \quad r_0 = 2.5$$

Безразмерные параметры R_m и β меняются и принимают следующие значения:

$$R_m = 3, \quad 6, \quad 15$$
$$\beta = 0.1, \quad 0.5, \quad 2.5$$

На фиг. 1 представлены кривые $j(\tau)$ для приведенных значений R_m и β.

На фиг. 2, 3 и 4 приведены кривые

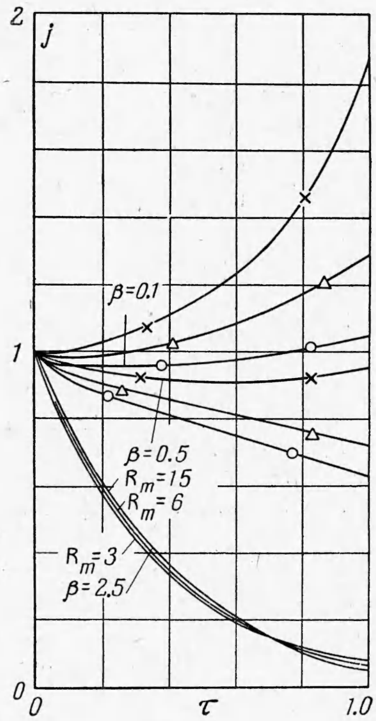
$$A^*(\tau) = \frac{A(\tau)}{\dfrac{1}{2t_0}\left[\dfrac{4\pi n}{c} I_0 a_0\right]^2}$$

$$Q^*(\tau) = \frac{Q_2(\tau)}{\dfrac{1}{2t_0}\left[\dfrac{4\pi n}{c} I_0 a_0\right]^2}$$

$$W^*(\tau) = \frac{W(\tau)}{\dfrac{1}{2}\left[\dfrac{4\pi n}{c} I_0 a_0\right]^2}$$

соответственно для $\beta = 2.5$, $\beta = 0.5$, $\beta = 0.1$ при различных значениях R_m.

Как видно из фиг. 1, характер изменения силы тока во внешней цепи в сильной степени зависит от безразмерного коэффициента внешнего сопротивления β. При



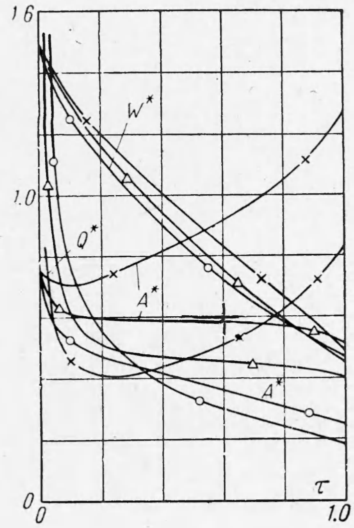
Фиг. 1. Зависимость силы тока от времени (кружочки, треугольники и крестики соответствуют значениям $R_m = 3, 6, 15$)

больших β (в рассматриваемом случае $\beta = 2.5$) ток быстро падает со временем, причем этот процесс практически не зависит от R_m (в тех пределах изменения R_m, которые рассматриваются). Последнее связано с тем обстоятельством, что при больших β основное влияние на характер изменения силы тока оказывает сопротивление внешнего контура, а не индукционное взаимодействие этого контура с расширяющимся плазменным шнуром при заданных R_m. При меньших значениях β влияние R_m становится все более и более значительным.

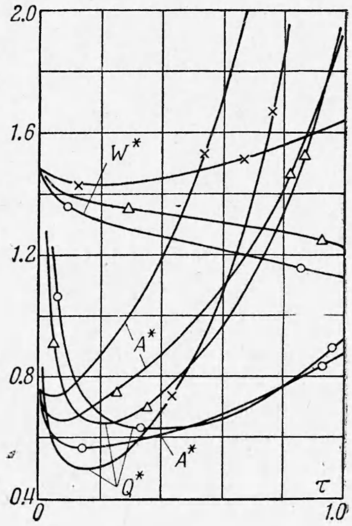
Характерной особенностью процесса взаимодействия, как это видно из фиг. 2, 3 и 4, является то, что при каждом R_m и β существует такой начальный промежуток времени $0 \leqslant t \leqslant t_*$, в течение которого интен-

Фиг. 2. Зависимость работы плазмы за единицу времени A^*, интенсивности джоулевых потерь в плазме Q^* и энергии магнитного поля в системе W^* от времени при $\beta = 2.5$ и $R_m = 6$

сивность джоулевых потерь в плазме превышает работу A, совершаемую плазмой при своем движении за единицу времени, причем чем больше магнитное число Рейнольдса R_m, тем значение $\tau_* = t_*/t_0$ меньше. Из этого следует, что на начальном этапе взаимодействия хотя плазма и совершает положительную работу над магнитным полем, но тем не менее она является потребителем энергии. При малых R_m относительная доля этих начальных потерь в плазме может оказаться больше по сравнению с той положительной разностью между работой плазмы и потерями в ней, которая может иметь место при $\tau > \tau_*$. Отсюда очевидно существование такого критического числа $R_m{}^*$ для системы, что при $R_m < R_m{}^*$ джоулевы потери



Фиг. 3. Зависимость работы плазмы за единицу времени A^*, интенсивности джоулевых потерь в плазме Q^* и энергии магнитного поля в системе W^* от времени при $\beta = 0.5$. Условные обозначения те же, что на фиг. 1.



Фиг. 4. Зависимость работы плазмы за единицу времени A^*, интенсивности джоулевых потерь в плазме Q^* и энергии магнитного поля в системе W^* от времени при $\beta = 0.1$. Условные обозначения те же, что на фиг. 1.

в плазме за время взаимодействия t_0 будут превышать работу, совершенную плазмой за этот же промежуток времени. Ясно, что ни о какой передаче энергии от плазмы в этом случае говорить нельзя. Иными словами, если $R_m > R_m{}^*$, то плазма будет являться потребителем энергии и только при $R_m > R_m{}^*$ плазма может передавать свою энергию в магнитное поле.

Это явление имеет место не только для рассмотренного частного случая взаимодействия движущейся плазмы с магнитным полем; оно имеет место во всех случаях нестационарного взаимодействия импульсного потока плазмы с магнитным полем.

Действительно, пусть имеется система с характерным размером l и характерной скоростью плазмы q. Пусть в начальный момент времени $t = 0$ в плазме магнитное поле отсутствует. Обозначим через H_0 напряженность внешнего магнитного поля (которое может быть как постоянным, так и переменным) и через Δ — глубину проникновения магнитного поля в плазму в момент времени t.

Очевидно, плотность токов, индуцированных в поверхностном слое плазмы толщиной Δ

$$j \approx \frac{c}{4\pi}\frac{H_0}{\Delta} \qquad (4.2)$$

а объем, занятый токами, $\approx l^2\Delta$.

Тогда работа, совершаемая плазмой против магнитного поля за единицу времени

$$A \approx \frac{H_0^2 l^2}{8\pi} q \tag{4.3}$$

а джоулево тепло, выделяющееся в объеме $l^2\Delta$ за единицу времени

$$Q_2 \approx \frac{j^2}{\sigma} l^2\Delta \approx \frac{c^2 l^2 H_0^2}{(4\pi)^2 \Delta\sigma} \tag{4.4}$$

Из сравнения (4.3) и (4.4) вытекает, что

$$Q_2 > A \quad \text{при } \Delta < \Delta_* \approx \frac{l}{R_m} \tag{4.5}$$

Оценим время, за которое магнитное поле проникает на глубину Δ_*, и сравним его со временем взаимодействия t_0

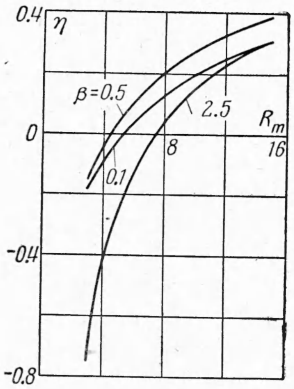
$$t_* \approx \frac{4\pi\sigma}{c^2} \Delta^2_* \approx \frac{4\pi\sigma}{c^2} \frac{l^2}{R_m^2}, \qquad \frac{t_*}{t_0} \approx \frac{1}{R_m} \tag{4.6}$$

Из (4.6) ясно, что передача энергии от импульсного потока плазмы возможна только в том случае, если магнитное число Рейнольдса R_m больше некоторого критического значения.

Для рассматриваемого конкретного случая зависимость отношения

$$\eta = \left(\int_0^{t_0} A\,dt - \int_0^{t_0} Q_2\,dt\right) \Big/ \int_0^{t_0} A\,dt$$

от величины R_m для различных значений β представлена на фиг. 5. Отсюда видно, что η достигает значений $\approx$35—40% при $R_m \approx 15$.



Фиг. 5. Зависимость коэффициента η от магнитного числа Рейнольдса

Заметим, что эта величина, так же как и значение R_m^*, в значительной степени зависит от β, что объясняется зависимостью характера изменения внешнего поля от величины β.

Автор благодарит Л. А. Заклязьминского за постановку и помощь в работе и Е. И. Шемякина за ценные советы.

Поступила 27 XII 1962

ЛИТЕРАТУРА

1. Пикельнер С. Б. Основы космической электродинамики. Физматгиз, 1961.
2. Арцимович Л. А. Магнитный поток в сжимающемся цилиндре. Сб. Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций, Изд. АН СССР, 1958, т. 2.
3. Лаврентьев М. А., Шабат Б. В. Методы теории функций комплексного переменного. Физматгиз, 1958.