

режимов течения, описанные в настоящей работе, имеют место и в общем случае.

Автор глубоко признателен А. Г. Мержанову и С. И. Худяеву за ценные советы и полезные обсуждения.

Поступила в редакцию
11/VI 1974

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Г. Мержанов, А. М. Столин. ПМТФ, 1974, 1.
2. Д. А. Франк-Каменецкий. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. М., «Наука», 1967.
3. С. А. Бостанджиян, А. Г. Мержанов, Н. М. Пручкина. ПМТФ, 1968, 5.
4. А. М. Столин, А. Г. Мержанов. ФГВ, 1971, 7, 4.
5. Л. А. Вулис. Тепловой режим горения. М.—Л., ГЭИ, 1954.
6. Л. А. Вулис, К. Е. Джаугаштин. ТВТ, 1966, 4, 1.
7. С. И. Худяев. Докл. АН, 1965, 154, 4.

УДК 533.9.533.95

К ИССЛЕДОВАНИЮ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК В ИМПУЛЬСНЫХ МГД-СИСТЕМАХ

Ю. А. Буренин, Г. А. Швецов

(Новосибирск)

Взрывные МГД-генераторы используются для получения мегагауссовых магнитных полей [1—3], мощных световых и электрических импульсов энергии [4—7], находят применение в экспериментах по физике плазмы, изэнтропическому сжатию веществ [8—9]. В указанных задачах часто требуется получение больших КПД преобразования энергии взрыва в электромагнитную энергию и одновременно обеспечение максимального отношения энергии ϵ , выделившейся в нагрузке генератора, к энергии начального магнитного поля ω_0 . При малых КПД преобразования энергии взрыва в электромагнитную для получения нужных значений энергий приходится работать с большими зарядами ВВ, что может привести к трудностям в постановке экспериментов. При малых ϵ/ω_0 для получения нужных абсолютных значений ϵ необходимо использовать громоздкие источники начальной энергии магнитного поля (батареи конденсаторов, индуктивные накопители и т. п.). В литературе задача получения одновременно больших значений ϵ/ω_0 и КПД преобразования энергии взрыва в электромагнитную не рассматривалась, приводилась только ее постановка [10—12].

Вопрос о получении максимальных значений тока, мощности и энергии, переданной в индуктивно-омическую нагрузку, в линейных МГД-генераторах рассматривался в [12], где получены формулы, позволяющие оценить максимальные значения этих параметров. Однако при сделанном допущении (анализ проводился для постоянной скорости изменения индуктивности, $L = \text{const}$) КПД преобразования энергии движущегося проводящего поршня в электромагнитную (η) близок к нулю.

В настоящей работе на простой электротехнической модели анализируются энергетические характеристики взрывного линейного МГД-генератора кондукционного типа с внешним магнитным полем и в режи-

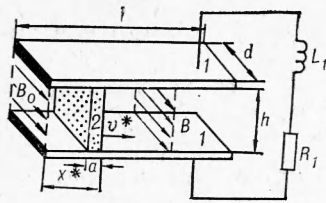


Рис. 1.

ме с самовозбуждением, когда начальное магнитное поле создается разрядом батареи конденсаторов непосредственно на электроды МГД-генератора. Основное внимание уделяется исследованию зависимости энергии, переданной в индуктивно-омическую нагрузку от η , и определению условий для работы генератора с η , близким к единице.

Использована модель недеформируемого проводящего поршня, тормозящегося в канале в результате взаимодействия с магнитным полем. Сопротивлением электродов и поршня пренебрегается, приэлектродные эффекты не учитываются. При учете сопротивления поршня результаты могут быть пересчитаны введением параметра нагрузки $k = R_2 / (R_1 + R_2)$, где R_2 — сопротивление нагрузки, R_1 — сопротивление поршня. Считается, что силы трения и противодействия меньше электродинамической силы и $a \ll l$ (a — толщина поршня, l — длина генератора). Нагрузка подключена на выходе МГД-генератора, что обеспечивает оптимальное торможение поршня [13].

Схема генератора с внешним магнитным полем приведена на рис. 1 (1 — электроды, 2 — поршень). Внешнее магнитное поле B_0 имеет следующее распределение по x^* :

$$B_0 = \begin{cases} 0, & x^* \in [0, l] \\ B_0 = \text{const}, & x^* \in [0, l]. \end{cases}$$

Работа генератора описывается уравнениями

$$\begin{aligned} m \frac{dv^*}{dt^*} &= \frac{hd}{2\mu_0} (B_0^2 - B^2), \\ -\frac{d\Phi}{dt^*} &= R_2 I + L_1 \frac{dI}{dt^*}. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь t^* — время, m — масса поршня, $\Phi = Bh(l - x^*)$ — магнитный поток через нагрузочный контур, $B = B_0 + \mu_0 I/d$, I — ток в цепи генератора, μ_0 — магнитная проницаемость вакуума. Смысл остальных обозначений ясен из рис. 1. Уравнения (1) можно записать в безразмерном виде

$$\begin{aligned} \ddot{x} &= p_3 \cdot i (2 + i), \\ \frac{di}{dt} &= \frac{\dot{x} + i (\dot{x} - p_1)}{p_2 - x} \end{aligned} \quad (2)$$

с начальными условиями

$$x|_{t=0} = 0, \quad \dot{x}|_{t=0} = 1, \quad i|_{t=0} = 0, \quad (3)$$

где $t = \frac{t^* v_0^*}{l}$, $x = x^*/l$, $i = I \cdot \mu_0 / B_0 \cdot d$ — безразмерные переменные, а

$$p_1 = \frac{R_2 L_1}{l v_0^*}, \quad p_2 = \frac{L_1 + L_2}{L_1} = \frac{N}{N - 1}, \quad p_3 = -\frac{B_0^2 h l d}{2 \mu_0 m v_0^{*2}} = -\frac{\omega_0}{m v_0^{*2}} \text{ — безразмерные}$$

параметры, v_0^* — начальная скорость поршня, L_1 — начальная индуктивность канала генератора, $N = \frac{L_1 + L_2}{L_2}$, ω_0 — энергия начального магнитного поля.

Система (2) с начальными условиями (3) исследовалась численно. Вычислялись значения $\frac{\varepsilon(t)}{\omega_0}$, $\frac{\omega(t)}{\omega_0}$, $\eta = f(\varepsilon, \omega)$ ($\omega(t)$ — полная магнитная

энергия, связанная с контуром тока) для $R_2 = \text{const}$ и $R_2 = R_2(\theta)$, где $\theta = \theta(t)$ — изменение температуры нагрузки за счет джоулева тепла. В последнем случае изменение сопротивления нагрузки для большинства металлов в диапазоне температур от 0 до температуры плавления θ^* представлялось в виде [3, 14]

$$R_2 = R_2(0) \cdot (1 + \alpha\theta), \quad (4)$$

$$dR_2 = \frac{\alpha R_2(0)}{C} \cdot R_2 I^2 dt^*,$$

где α — температурный коэффициент; C — теплоемкость нагрузки. Используя (4), можно оценить сопротивление при температуре плавления для конкретных металлов. Вычисления проводились для алюминия $\frac{R_2(\theta^*)}{R_2(0)} \approx 4$ и вольфрама $\frac{R_2(\theta^*)}{R_2(0)} \approx 15$, т. е. в момент достижения поршнем конца электродов температура нагрузки достигала θ^* . В случае $R_2 = \text{const}$ исследовалась также зависимость $p_3 = p_3(N)$ для получения значений $\eta = 0,5$; 1 при $0,005 \leq p_1 \leq 0,5$.

Пусть батарея конденсаторов разряжается на электроды преобразователя, замкнутые через индуктивно-омическую нагрузку. В момент максимума тока заряда I_0 движущийся проводящий поршень замыкает электроды, батарея конденсаторов отключается и в дальнейшем не рассматривается.

Уравнения цепи и баланса энергии для генератора с самовозбуждением имеют вид

$$\frac{d}{dt^*}(LI) + R_2 I = 0, \quad \frac{d}{dt^*} \left[\frac{1}{2} LI^2 + \frac{mv^{*2}}{2} \right] = -R_2 I^2. \quad (5)$$

Объединяя уравнения (5), в безразмерных переменных можно получить

$$\ddot{x} = \frac{2\dot{x}(x - p_1)}{p_2 - x}$$

с начальными условиями

$$x|_{t=0} = 0, \quad \dot{x}|_{t=0} = 1, \quad \ddot{x} = p_3 = -\frac{I_2 I_0^2}{2mv_0^{*2}}.$$

Для генератора с самовозбуждением вычислялись те же зависимости, что и для генератора с внешним магнитным полем.

На рис. 2, 3 изображена сетка «границ» $p_3^* = p_3^*(N)$ при разных p_1^* ($p_1^* = 0; 0,05; 0,1; 0,15; 0,2; 0,25; 0,30; 0,35; 0,40; 0,45; 0,50$ соответственно для кривых 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9, 10, 11) и $\eta^* = 0,5; 1$ для генератора с самовозбуждением (рис. 2) и с внешним магнитным полем (рис. 3). Значения p_1^*, η^* , определяющие какую-либо кривую $p_3^* = p_3^*(N)$, задают множество начальных параметров, для которых работа генератора осуществляется с заданным η^* . При $p_1 \rightarrow 0$ кривые приближаются к предельным гиперболам: $|p_3| = \eta/(2N)$ для генератора с самовозбуждением и $|p_3| = \eta/[2(N-1)]$ для генератора с внешним магнитным полем. Каждая «граница», строящаяся при заданных p_1^*, η^* , делит плоскость (N, p_3) на две области A_+ и A_- . При значениях $(N, p_3) \in A_+(p_1^*, \eta^*)$ генератор будет работать с $\eta \geq \eta^*$. Если $\eta^* = 1$, то при $(N, p_3) \in A_+(p_1^*, \eta^*)$ поршень остановится, не достигнув конца электродов. Для $(N, p_3) \in A_-(p_1^*, \eta^*)$ генератор работает с $\eta \leq \eta^*$.

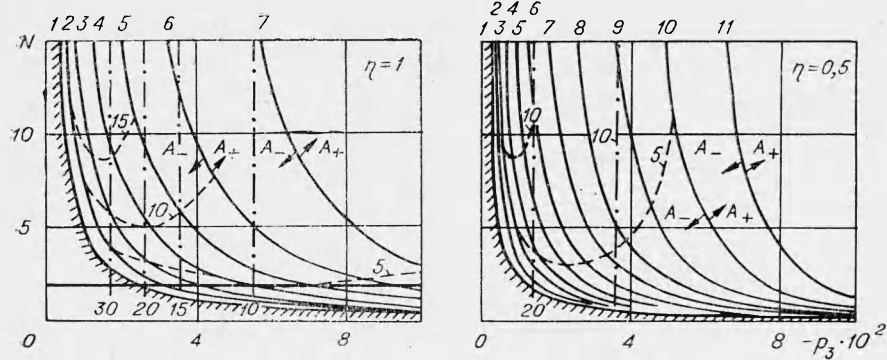


Рис. 2.

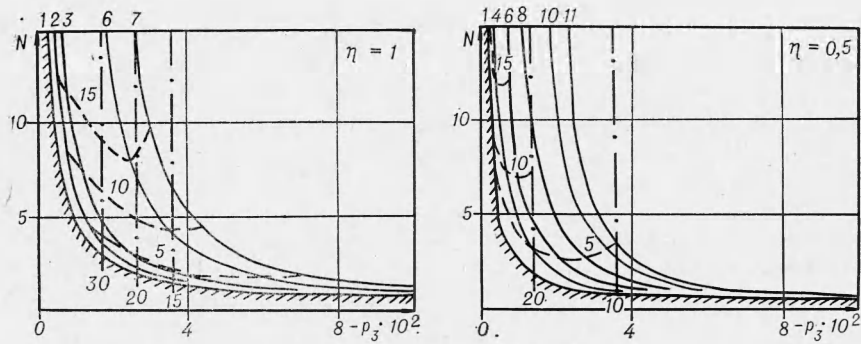


Рис. 3.

Зная значения энергетических величин вдоль «границ» можно провести «энергетические эквипотенциали» $\varepsilon/\omega_0 = \text{const}$ и $(\varepsilon + w)/\omega_0 = \text{const}$, соответственно штриховые и штрихпунктирные линии. Цифры у кривых на рис. 2, 3 обозначают значения этих констант. При пересечении кривой $\varepsilon/\omega_0 = \text{const}$ кривыми $(\varepsilon + w)/\omega_0 = \text{const}$ получаются различные значения энергии магнитного поля w/ω_0 . Таким образом можно определить для заданного значения ε/ω_0 области, где энергия выделяется преимущественно в индуктивной или активной составляющих нагрузки ($w/\omega_0 > \varepsilon/\omega_0$ или $\varepsilon/\omega_0 > w/\omega_0$). Соответственно выбрав в зависимости от кон-

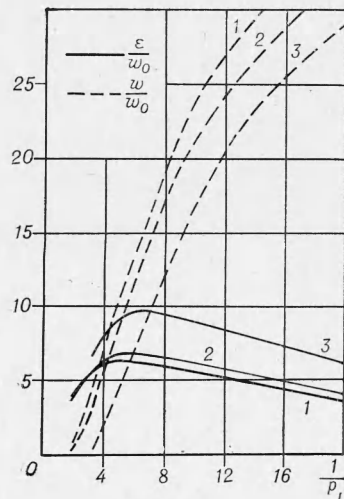


Рис. 4.

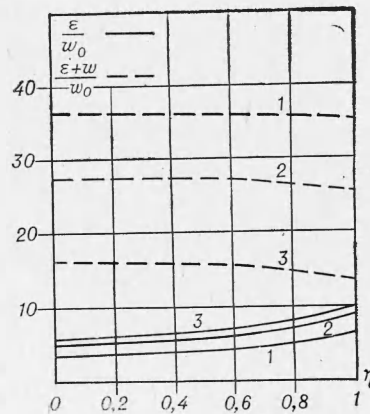


Рис. 5.

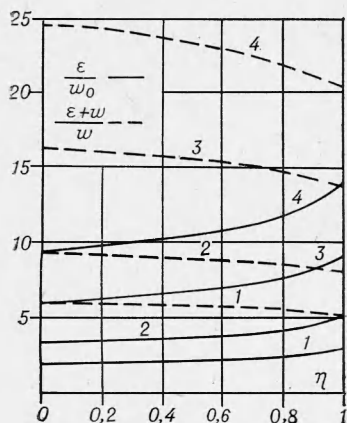


Рис. 6.

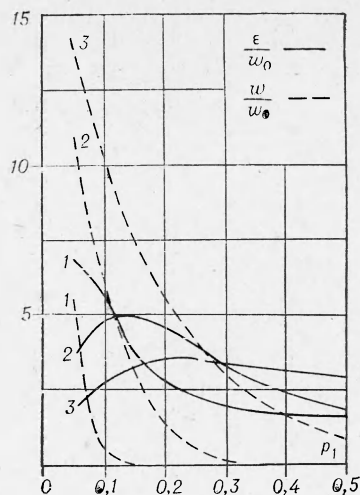


Рис. 7.

кретных требований нужный вид энергии, по рис. 2, 3 можно найти параметры системы, определяющие требуемый режим работы.

На рис. 4 показаны $\frac{\varepsilon}{\omega_0}(1/p_1)$ и $\frac{\omega}{\omega_0}(1/p_1)$ при $N=50$ и $\eta=0; 0,5; 1$ (кривые 1, 2, 3). Зависимости $(\varepsilon+\omega)/\omega_0$ и ε/ω_0 от η при $N=50$ и $p_1=0,05; 0,1; 1; 0,2$ (соответственно кривые 1, 2, 3) приведены на рис. 5, при $p_1=0,2$ и $N=10, 20, 50, 100$ (кривые 1, 2, 3, 4) — на рис. 6.

Значения энергий при $\eta=0$ определялись по формулам работы [12]. Полная энергия $(\varepsilon+\omega)/\omega_0$ с ростом η при малых p_1 уменьшается незначительно. С ростом p_1 разность $\left[\frac{\varepsilon+\omega}{\omega_0}(\eta=0) - \frac{\varepsilon+\omega}{\omega_0}(\eta=1) \right]$ увеличивается.

Зависимость энергий $\frac{\varepsilon}{\omega_0}(p_1)$, $\frac{\omega}{\omega_0}(p_1)$ для $N=20$, $p_3=-2 \cdot 10^{-2}$, $R_2=R_3(\theta)$ приведена на рис. 7 (1 — вольфрам, 2 — алюминий, 3 — $R_2=\text{const}$). Для сравнения дано изменение этих же величин при $R_2=\text{const}$.

Поступила в редакцию
9/IX 1974

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Д. Сахаров. УФН, 1966, 88.
2. Е. И. Быченко. Докл. АН СССР, 1967, 183, 4.
3. Г. Кнопфель. Сверхсильные импульсные магнитные поля. М., «Мир», 1972.
4. M. S. Jones, C. N. Mc. Kinnon. Proc. conf. on megagauss field generation, Frascati, 1965, p. 349.
5. В. А. Кириллин, В. А. Альтов и др. Докл. АН СССР, 1969, 185, 316.
6. Г. В. Прякин, В. М. Титов, Г. А. Швецов. В сб. «Динамика сплошной среды», вып. 3. Новосибирск, 1969.
7. M. Cowan, I. R. Freeman. J. Appl. Phys., 1973, 44, 1.
8. I. I. Ham, H. Knpfel a.o. Proc. Thierd conf. on plasma physics and controlled nuclear fusion research, v. 2, IAEA, Vienna, 1969, p. 629.
9. R. Hawke, D. Duerre a.o. J. Appl. Phys., 1972, 43, 2734.
10. S. Frankental, O. F. Manley, Y. M., Treve. J. Appl. Phys., 1965, 36, 2137.
11. С. Франкенталь. РТК, 1967, 5, 5.
12. В. В. Полюдов, В. М. Титов, Г. А. Швецов. ПМТФ, 1973, 6.
13. О. А. Синкевич, Л. М. Крылова. Магнитная гидродинамика, 1970, 1, 28.
14. R. L. Conger. J. Appl. Phys., 1967, 38.