

и наибольшая высота неровностей  $\delta_m = a/\beta$ . Результат (11) качественно соответствует эмпирической закономерности (5) и дает предельное поле, не зависящее от пути полета.

Для величины  $\beta$  можно найти аналитическую оценку, рассмотрев задачу о растекании тока в полуполосе  $ABV'A'$  (см. рис. 7) с криволинейным стоком  $AOA'$ . Эта задача сводится к отысканию аналитической в области  $ABV'A'$  функции  $w(z)$ , удовлетворяющей условиям:  $\text{Im } w = h/2$  на  $AB$ ,  $\text{Im } w = -h/2$  на  $A'B'$  и  $\text{Re } w = 0$  на  $AOA'$ . Для получения оценки принято, что после прохождения контактной линии ток собирается на вертикальный отрезок  $CC'$  длиной  $h' < h$ , после чего построением конформного отображения удастся получить

$$\beta = \text{ch}(\pi x_0/h).$$

Если использовать  $x_0/h$ , определенные по регистрограммам модельных экспериментов, то  $\beta = 1,3 \div 2,5$ , что позволяет согласовать экспериментальный результат (5) с вычислениями предельного поля (11).

Следует заметить, что величина потерь магнитного потока определяется не только захватом в контакте. Свой вклад в них вносят диффузия поля в проводник, усиливающаяся из-за уменьшения электропроводности при нагреве скин-слоя, а также некачественное изготовление магнитно-кумулятивных генераторов.

В заключение авторы считают своим долгом выразить искреннюю признательность В. И. Теленкову и Н. Г. Скоробогатых за помощь в подготовке и проведении отдельных экспериментов.

*Поступила в редакцию  
6/VII 1979*

#### ЛИТЕРАТУРА

1. E. Auvray, J. E. Besançon, A. Ducasze. Rev. phys. appl., 1970, 5, 301.
2. Е. И. Биченков, А. Е. Войтенко и др.— В сб.: Тезисы докладов на заседании секции II Научного совета по теоретическим и электрофизическим проблемам электроэнергетики АН СССР. М., изд. ЭНИН им. Г. М. Кржижановского, 1970.
3. F. Herlach. Reports on progress in physics, 1968, 31, 1, 341.
4. Г. Кнопфель. Сверхсильные импульсные магнитные поля. М., Мир, 1972.
5. F. Herlach. J. Appl. Phys., 1968, 39, 11, 5191.
6. Н. Кноерфель, Н. Кроеглер et al. Rev. Sci. Instr., 1969, 40, 1, 60.
7. Е. И. Биченков, В. А. Лобанов. ПМТФ, 1975, 2, 154.
8. Е. И. Биченков, Е. П. Маточкин. ПМТФ, 1974, 4, 148.
9. П. Л. Калаитаров, Л. А. Цейтлин. Расчет индуктивностей. Л., Энергия, 1970.
10. В. С. Фоменко. ПМТФ, 1979, 3, 49.
11. Ф. А. Баум, Л. П. Орленко и др. Физика взрыва. М., Наука, 1975.

### ГЕНЕРАЦИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ИМПУЛЬСОВ ВЫСОКОЙ МОЩНОСТИ С ПОМОЩЬЮ КУМУЛЯТИВНОГО ВЗРЫВА

*В. М. Титов, Г. А. Швецов  
(Новосибирск)*

В последние годы большое внимание уделяется разработке компактных многоцелевых импульсных источников электромагнитной энергии, способных генерировать в частотном режиме импульсы электрической энергии от десятков до  $10^7$  Дж за времена от единиц микросекунд до миллисекунды. Среди источников, способных обеспечить указанный диапазон энергий и мощностей взрывные МГД-генераторы с газообразным рабочим телом имеют ряд преимуществ. Эти МГД-генераторы обладают высокой плотностью энергии и, следовательно, могут обеспечить необхо-

димую энергию в указанном диапазоне в значительно меньшем объеме, чем любая конкурирующая система. Кроме того, естественные преимущества взрывных МГД-систем состоят в малом весе на единицу выходной мощности, высокой надежности, готовности к быстрому старту и т. п. В сочетании со сверхпроводящей магнитной системой взрывной МГД-генератор — автономный источник энергии [1].

Большинство описанных в литературе взрывных МГД-генераторов работает на продуктах детонации, образующихся при выходе детонационной волны на плоский торец заряда ВВ [2, 3]. Плазма, образующаяся при этом, имеет скорость около  $6 \cdot 10^3$  м/с и электропроводность  $10^2$  См/м. Для увеличения магнитного числа Рейнольдса потока эксперименты проводились в вакууме при давлении  $\sim 1$  мм рт. ст. Для увеличения электропроводности добавлялись во взрывчатое вещество соли щелочных металлов. Скорость и электропроводность плазмы увеличивались при этом до  $10^4$  м/с и  $10^3$  См/м соответственно. Величина энергии, переданная в омическую нагрузку, достигала  $0,25 W_0$  ( $W_0$  — энергия начального магнитного поля в МГД-канале).

Достоинством данной схемы, несомненно, является ее простота, однако возникает вопрос: является ли данный способ генерирования плазмы оптимальным с точки зрения ее использования в импульсных МГД-генераторах. Анализ взрывных источников плазмы — взрывных ударных труб — показывает, что интересными возможностями с точки зрения получения высокоскоростных потоков ионизованного газа обладают взрывные ударные трубы, использующие различные схемы кумуляции энергии. Перспективность их применения для взрывных МГД-генераторов будет зависеть от того, насколько эти взрывные ударные трубы будут удовлетворять основным требованиям, предъявляемым к потоку ионизованного газа — рабочему телу генератора и к самому генератору [1—4]:

1) плазма должна иметь максимально возможные значения магнитного числа Рейнольдса. Скорость и электропроводность плазмы не должны существенно изменяться при движении плазмы без магнитного поля по МГД-каналу;

2) взрывная ударная труба должна позволять работать с МГД-каналами больших поперечных размеров без существенного изменения свойств ионизованного газа;

3) взрывной источник должен обеспечивать приемлемую работу МГД-генератора при давлении остаточных газов в канале порядка давления окружающей среды. Должна существовать возможность работы в режиме повторяющихся импульсов.

4) преобразование энергии взрыва в электрическую должно быть максимизировано с целью уменьшения количества ВВ, уменьшения механических напряжений и тепловых нагрузок на стенки МГД-канала;

5) отношение энергии  $\epsilon$ , выделившейся в нагрузке генератора, к энергии начального магнитного поля в канале должно быть максимальным. (При малых  $\epsilon/w_0$  для получения нужных абсолютных значений  $\epsilon$  необходимо использовать громоздкие источники начальной энергии магнитного поля.)

В статье приведены результаты исследования импульсного МГД-генератора, работающего на газовых кумулятивных струях, образующихся при детонации зарядов ВВ с цилиндрическими полостями. С учетом требований, указанных выше, обсуждается перспективность использования данного источника для генерации мощных электрических импульсов.

#### Анализ электрической цепи

Рассмотрим электрические характеристики импульсного МГД-генератора для МГД-канала постоянного сечения, находящегося во внешнем магнитном поле  $B_0$  (рис. 1). Спротивлением электродов и приэлектрод-

ными явлениями пренебрегаем. Считаем, что силы трения и противодействия меньше электродинамической силы, плазма не деформируется в процессе ее движения в канале (модель твердого тела) и  $l \leq x_0$ .

Предполагается следующее распределение магнитного поля:

$$B_0 = \begin{cases} B_0 = \text{const}, & x \in [0; x_0], \\ 0, & x \in [x_0; \infty]. \end{cases} \quad (1)$$

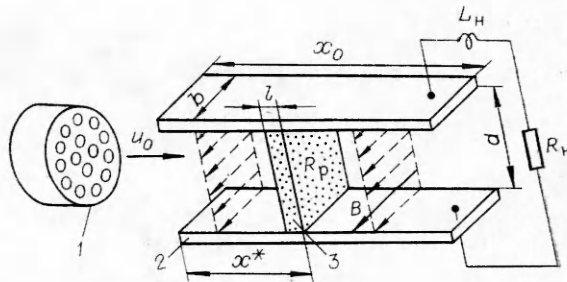


Рис. 1. Схема взрывного МГД-генератора. 1 — заряд ВВ; 2 — электроды; 3 — сгусток плазмы.

Работа генератора описывается уравнениями

$$m \frac{du}{dt} = \frac{bd}{2\mu_0} (B_0^2 - B^2), \quad (2)$$

$$-\frac{d\Phi}{dt} = RI + \frac{d}{dt} [L(t) I(t)], \quad (3)$$

$$L(t) = \begin{cases} L_0 - \int_0^t \dot{L} dt, & t \in [0; T], \\ L_n + L_p, & t \geq T. \end{cases} \quad (4)$$

Величина  $T$  определяется уравнением  $\int_0^T u(t) dt = x_0$ . Здесь  $m$  — масса плазменного сгустка;  $\Phi = B_0 d(x_0 - x^*)$  — магнитный поток через нагрузочный контур;  $B = B_0 + \mu_0 I/b$ ;  $I$  — ток в цепи генератора;  $\dot{L}$  — скорость изменения индуктивности;  $R = R_n + R_p$ ;  $R_p$ ,  $L_p$  — сопротивление и индуктивность плазменного сгустка;  $R_n$ ,  $L_n$  — сопротивление и индуктивность нагрузки. Смысл остальных обозначений ясен из рис. 1.

Уравнение (3) допускает простое аналитическое решение [5], и энергия, переданная в индуктивно-омическую нагрузку, может быть вычислена, если предположить, что

$$\dot{L} = \text{const}, R_p = \text{const}, R_n = \text{const}. \quad (5)$$

С учетом начальных данных  $I|_{t=0} = 0$  для  $t \in [0; T]$  получим

$$I = \begin{cases} \frac{B_0 b}{\mu_0} \ln N(t), & \gamma = 1, \\ \frac{B_0 b}{\mu_0} \frac{1}{1-1/\gamma} [N(t)^{1-1/\gamma} - 1], & \gamma \neq 1. \end{cases} \quad (6)$$

Здесь  $N(t) = L_0/L(t)$  — коэффициент изменения индуктивности контура;  $\gamma = L/R$ . Для  $t > T$

$$I = I(T) \exp[-R/L(T) \cdot (t - T)]. \quad (7)$$

Энергия, переданная в активную нагрузку  $R_n$ , определяется из выражений

$$\varepsilon = \int_0^T I^2 R_n dt + \int_T^{T+t} I^2 R_n dt = \varepsilon_1 + \varepsilon_2, \quad (8)$$

$$\varepsilon_1 = \begin{cases} 4w_0k \left( 1 - \frac{\ln^2 N(T) + 2 \ln N(T) + 2}{2N(T)} \right), & \gamma = 1, \\ 4w_0k [1 - 4(1 - N(T)^{-1/2}) - N(T)^{-1} + \ln N(T)], & \gamma = 2, \\ \frac{2w_0k\gamma}{(\gamma-1)^2} \left[ \frac{\gamma}{\gamma-2} (N(T)^{1-2/\gamma} - 1) - 2\gamma(1 - N(T)^{-1/\gamma}) + \right. \\ \left. + \left( 1 - \frac{1}{N(T)} \right) \right], & \gamma \neq 1 \\ & \gamma \neq 2 \end{cases} \quad (9)$$

$$\varepsilon_2 = kw(T)[1 - \exp(-2R/L(T) \cdot t)], \quad (10)$$

$$w(T) = \begin{cases} w_0 \cdot N(T)^{-1} \ln^2 N(T), & \gamma = 1 \\ \frac{w_0 \gamma^2}{(\gamma-1)^2} [N(T)^{1-2/\gamma} - 2N(T)^{-1/\gamma} + N(T)^{-1}], & \gamma \neq 1, \end{cases} \quad (11)$$

$$k = R_u / (R_u + R_p).$$

На рис. 2 изображена зависимость  $\varepsilon_1/w_0$  и  $w(T)/w_0$  от  $\gamma$  при  $k=1$  и различных значениях  $N(T)$ . Кривые 5,8; 3,7; 2,6 и 1,4 соответствуют  $N(T) = 5, 10, 20, 50$ . Поскольку

$$\gamma = L/R = (1-k)\mu_0\sigma u_0\delta = (1-k)\text{Re}_m \cdot \delta/l,$$

то все определяемые величины в формулах (6)–(11) можно рассматривать как функции магнитного числа Рейнольдса  $\text{Re}_m = \mu_0\sigma u_0 l$  ( $\delta$  — эффективная глубина токового слоя в плазме,  $\delta \leq l$ ).

При  $\text{Re}_m \ll 1$  формулы для определения тока (6) и энергии (9) переходят в известные выражения

$$I \leq B_0 b \mu_0^{-1} (1-k) \text{Re}_m,$$

$$\varepsilon = 2w_0k(1-k)\text{Re}_m = P \cdot x_0/u_0,$$

$$P = \sigma u_0^2 B_0^2 k (1-k) bdl,$$

где  $P$  — мощность в активной нагрузке МГД-генератора. Формулы (6)–(11) позволяют оценить максимальные значения тока, мощности и энергии, переданной в индуктивно омическую нагрузку в линейных МГД-генераторах, однако при сделанном допущении ( $i = \text{const}$ ) КПД преобразования энергии движущейся плазмы в электромагнитную  $\eta_e$  близок к нулю.

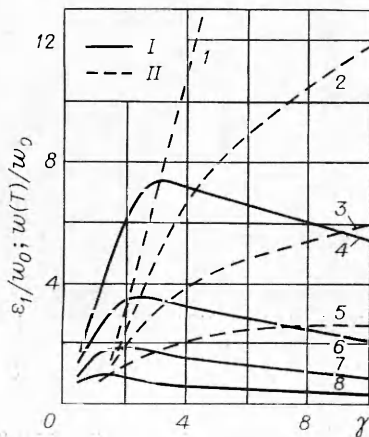


Рис. 2. Зависимость  $\varepsilon_1/w_0$  (I) и  $w(T)/w_0$  (II) от  $\gamma$ .

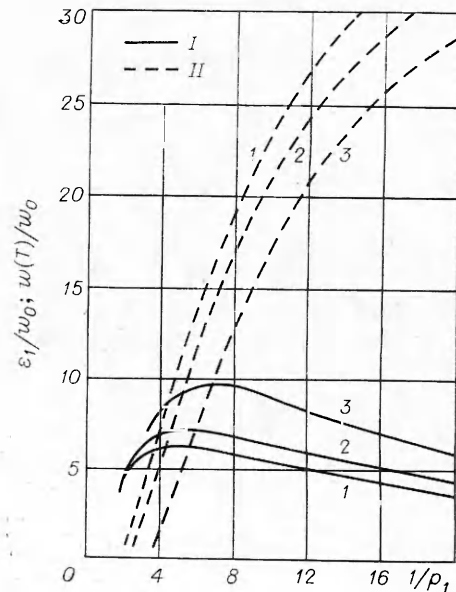


Рис. 3. Зависимость  $\varepsilon_1/w_0$  (I) и  $w(T)/w_0$  (II) от  $1/\rho_1$ .

Уравнения (2), (3) можно записать в безразмерном виде

$$\begin{aligned} \dot{x} &= p_3 i (2 + i), \\ di/dt &= [\dot{x} + i(\dot{x} - p_1)] / (p_2 - x) \end{aligned} \quad (12)$$

с начальными условиями

$$x|_{t=0} = 0, \quad \dot{x}|_{t=0} = 1, \quad i|_{t=0} = 0, \quad (13)$$

где  $t = t^* \cdot u_0 / x_0$ ;  $x = x^* / x_0$ ;  $i = I_{\mu 0} / B_0 b$  — безразмерные переменные, а  $p_1 = R x_0 / L_0 u_0 = 1/\gamma$ ;  $p_2 = N(T) / [N(T) - 1]$ ;  $p_3 = -w_0 / m u_0^2$  — безразмерные параметры.

Система уравнений (12) с начальными условиями (13) исследовалась численно. Вычислялись значения  $\varepsilon_1/w_0$  и  $w(T)/w_0$ ,  $\eta_e = f(\varepsilon_1; w)$  для  $R_n = \text{const}$ . На рис. 3 показаны зависимости  $\varepsilon_1/w$  и  $w(T)/w_0$  от  $1/p_1$  при  $N(T) = 50$  и  $\eta_e = 0; 0,5; 1$  (кривые 1—3). Зависимости  $[\varepsilon_1 + w(T)]/w_0$  от  $\eta_e$  при  $p_1 = 0,2$  и  $N(T) = 100, 50, 20, 10$  приведены на рис. 4.

На рис. 5, а, б изображены зависимости  $p_3 = p_3(N)$  для  $\eta_e^* = 0,5$  и 1 при  $p_1 = 0,05 (n-1)$ , где  $n = 1, 2, \dots, 10$ . Значения  $p_1, \eta_e^*$ , определяющие какую-либо кривую  $p_3(N)$ , задают множество начальных параметров, для которых работа генератора осуществляется с заданным  $\eta_e^*$ . При  $p_1 \rightarrow 0$  кривые приближаются к предельной гиперболы:  $|p_3| = \eta_e^* / 2(N-1)$ . Каждая кривая  $p_3(N)$  на рис. 5 делит плоскость  $(N, p_3)$  на две области  $A_+$  и  $A_-$ . При значениях  $(N, p_3) \in A_-(p_1, \eta_e^*)$  генератор будет работать с  $\eta_e \leq \eta_e^*$ . Для  $(N, p_3) \in A_+(p_1, \eta_e^*)$  генератор работает с  $\eta_e \geq \eta_e^*$ . Если  $\eta_e^* = 1$ , то при  $(N, p_3) \in A_+(p_1, \eta_e^*)$  плазменный поршень остановится, не достигнув конца электродов. Детальный анализ электрических характеристик линейного МГД-генератора приведен в [4]. Представленные на рис. 3—5 графики позволяют оценить необходимые начальные параметры генератора для получения требуемых значений  $\varepsilon/w_0$  и  $\eta_e$ .

### Исследование газокумулятивных струй

Чтобы лучше понять энергетические возможности заряда взрывчатого вещества, изображенного на рис. 1, его можно представить как сумму элементарных трубчатых зарядов с внутренним диаметром  $d_1$ , на-

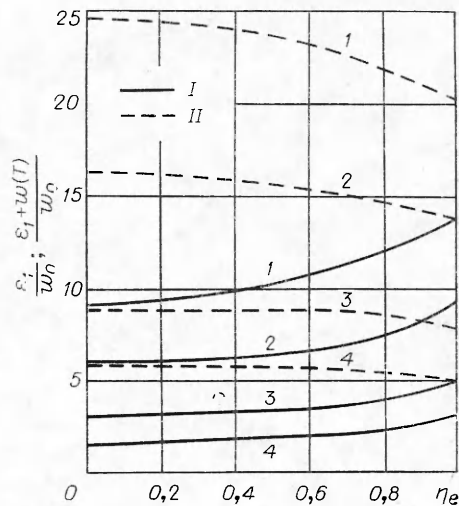


Рис. 4. Зависимость  $\varepsilon_1/w_0$  (I) и  $[\varepsilon_1 + w(T)]/w_0$  (II) от  $\eta_e$ .

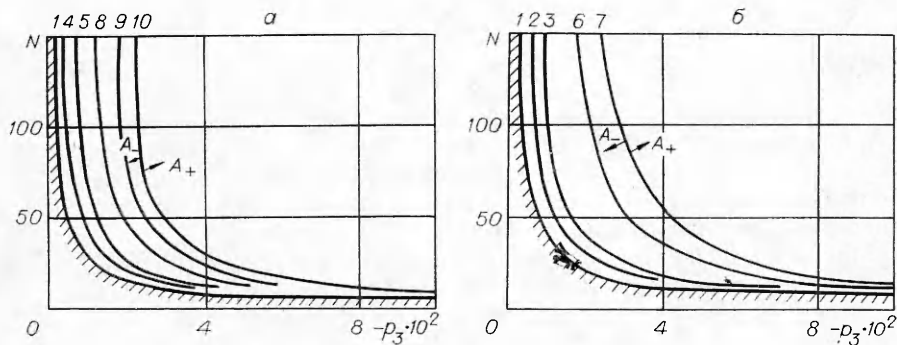


Рис. 5. Зависимость  $p_3(N)$ .

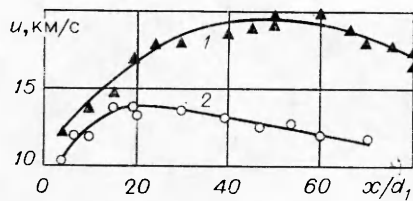


Рис. 6. Зависимость скорости ударной волны от  $x/d_1$ .  
 $p$ , мм рт. ст.: 1 — 1, 2 — 760.

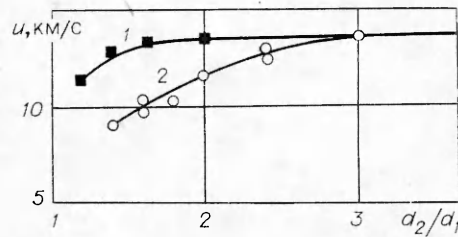


Рис. 7. Зависимость скорости ударной волны от  $d_2/d_1$ .  
 1 — заряд ВВ в инертной оболочке; 2 — заряд без оболочки.

ружным  $d_2$  и длиной  $l_0$ . При детонации трубчатого заряда в его полости за счет кумулятивных эффектов образуется высокоэнтальпийный поток продуктов детонации — газокумулятивная струя. Поперечное сечение струи совпадает с сечением полости заряда, а длина газокумулятивной струи  $l \approx l_0 \left( \frac{\bar{u}_1}{D} - 1 \right) \left( 1 - \frac{d_1}{l_0} \cdot \frac{D}{\bar{u}_2} \right)$ , где  $\bar{u}_1$  — средняя скорость головной части газокумулятивной струи;  $\bar{u}_2$  — средняя скорость продуктов детонации при их движении из зоны детонации до оси полости;  $D$  — скорость детонации.

Если  $l = \lambda d_1$ , то связь между диаметром полости и длиной заряда можно представить в виде

$$l_0/d_1 = \lambda D / (\bar{u}_1 - D) + D / 2\bar{u}_2. \quad (14)$$

Если положить, что  $\bar{u}_2$  равна скорости звука в продуктах детонации вблизи точки Чепмена — Жуке, то для заряда ВВ из ТГ 50/50  $\bar{u}_2 = 5$  км/с [6]. Для  $\bar{u}_1 = 10$  км/с и  $D = 7,6$  км/с получим:  $l = d_1$  при  $l_0/d_1 = 3,9$ ,  $l = 2d_1$  при  $l_0/d_1 = 6,1$ ,  $l = 3d_1$  при  $l_0/d_1 = 10,2$ . Таким образом, варьируя геометрические размеры заряда ВВ, можно легко изменять размеры струи.

Проведены детальные исследования зависимостей скорости струи и КПД преобразования энергии ВВ в кинетическую энергию газокумулятивной струи от геометрических размеров трубчатого заряда ВВ, измерена электропроводность струи.

**Измерение скорости газокумулятивной струи.** Скорость ударной волны измерялась с помощью сверхскоростного фоторегистратора. Эксперименты выполнялись в воздухе при нормальном давлении в полости заряда и при давлении 1 мм рт. ст.

На рис. 6 представлена зависимость скорости ударной волны в канале от отношения расстояния  $x$  к внутреннему диаметру  $d_1$ . По-видимому, начальный участок движения связан с установлением процесса. Максимальная скорость движения фронта в воздухе при нормальных условиях для  $d_2/d_1 = 2,4$ ,  $25d_1 \geq l_0 \geq 7d_1$  составляет 13—13,5 км/с и приходится приблизительно на  $x/d_1 = 15 \div 20$ . При давлении 1 мм рт. ст. скорость возрастает до 18 км/с.

Зависимость скорости ударной волны от  $d_2/d_1$  ( $d_1 = 5, 10, 20$  мм;  $x/d_1 = 20$ ) приведена на рис. 7. С увеличением толщины стенки ВВ скорость фронта повышается, достигая максимального значения при  $d_2/d_1 = 3$ . Оболочка влияет заметно на скорость струи лишь при относительно небольших толщинах стенки заряда ВВ. Влияние оболочки на скорость и энергию струи рассмотрено ниже.

Массовая корость в струе определялась по величине ЭДС, наводимой при движении ионизованного газа в поперечном однородном магнитном поле [7]. На рис. 8 приведены осциллограммы двух опытов при  $d_1 = 5$  мм,  $d_2/d_1 = 2,4$ ,  $x/d_1 = 22,5$ . При  $d_1 = 10, 15, 20$  мм амплитуда и длительность сигналов подобно растут. Массовая скорость в области

плато равна 10 (1) и 10,9 км/с (2). Скорость фронта в обоих случаях хорошо согласуется с данными фоторегистратора (см. рис. 6). Зависимость массовой скорости от  $d_2/d_1$  (включая влияние оболочки) аналогична изображенной на рис. 7.

**Преобразование энергии ВВ в кинетическую энергию газокумулятивной струи.** Коэффициент преобразования энергии ВВ в кинетическую энергию газокумулятивной струи  $\eta_k$  определен по данным о разгоне твердых частиц последней [8]. Если на оси заряда ВВ, в его полости, поместить стальной шар, то при детонации заряда газокумулятивная струя будет обтекать шар и ускорять его. Сила, действующая на шар в сверхзвуковом потоке, определяется формулой [9]

$$F = d/dt \cdot (m_1 v) \approx 1,43 \rho (u - v)^2 r^2,$$

где  $m_1$ ,  $v$ ,  $r$  — масса, скорость и радиус пара соответственно;  $\rho$ ,  $u$  — локальные плотность и скорость исследуемой струи. Если геометрические размеры тела в процессе движения шара не изменяются, то плотность  $\rho$  в предположении квазистационарности определяется из приведенного уравнения как функция времени, прошедшего с начала ускорения. Фиксируя закон движения шара с начала ускорения, можно измерить плотность струи, а поскольку скорость и длина струи известны — кинетическую энергию. Среднее значение плотности, определенное в работе [10], составляет 0,17–0,20 г/см<sup>3</sup>. Соответственно в заряде ВВ с  $d_2/d_1 = 2,4$   $\eta_k^0 = 8 \div 10\%$ . Равенство кинетических энергий газокумулятивных струй от зарядов ВВ в оболочке и без нее позволяет написать соотношение

$$\eta_k \left( \frac{d_2^2}{d_1^2} - 1 \right) = 4,76 \eta_k^0. \quad (15)$$

Зависимость  $\eta_k$  от  $d_2/d_1$  приведена на рис. 9. Результаты экспериментов показывают, что величина  $\eta_k$  может быть доведена до 40%. Проведенные опыты позволяют, основываясь на эквивалентности зарядов в оболочке и без оболочки, сделать вывод, что существует некоторый активный слой ВВ, который определяет образование и величину энергии газокумулятивной струи. Наружный слой ВВ по отношению к этому слою является, по существу, инертной оболочкой. При ячеистой структуре заряда ВВ (см. рис. 1) количество ВВ, выполняющего пассивную роль «оболочки», сводится к минимуму. Очевидно, что минимальная толщина ВВ не может быть меньше критического размера. Эти результаты важны с точки зрения оценки энергетических возможностей ячеистого заряда ВВ.

В литературе  $\rho$  и  $\eta_k$  исследованы мало. Измерения [11] показали, что  $\rho \approx 0,3$  г/см<sup>3</sup>. В работе

Рис. 9. КПД преобразования энергии ВВ в кинетическую.  
1 — заряд ВВ в оболочке; 2 — заряд без оболочки.

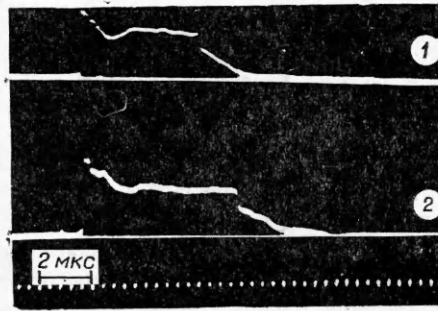
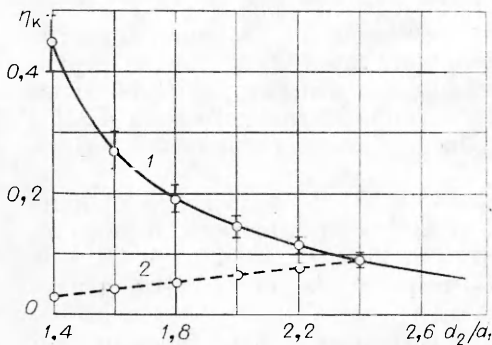


Рис. 8. Профиль массовой скорости.  
1 — нормальное давление,  $U=13,1$  км/с;  
2 —  $p=1$  мм рт. ст.,  $U=16,5$  км/с.



[12] оценен КПД преобразования энергии ВВ в кинетическую энергию струй при детонации трубчатого заряда ВВ в воздухе: при  $p = 760$  торр  $\eta_k = 13,6\%$ ; при  $p = 30$  торр  $\eta_k = 16,8\%$ . В обоих случаях  $\bar{a}_2/\bar{a}_1 = 3,3$ .

Электропроводность газокумулятивных струй исследована мало. Помимо измерений авторов, приведенных в настоящей статье, имеются экспериментальные результаты работы [11], где индукционным методом Лица [13] исследована электропроводность газокумулятивных струй от зарядов ВВ с конической и  $W$ -образной полостью. Электропроводность продуктов детонации  $\sigma$  взрывчатого вещества С-4 составила 6—12% от проводимости алюминия, продуктов детонации тротила — 20%. Проведена серия экспериментов по измерению электропроводности газокумулятивной струи от трубчатых зарядов ВВ индукционным методом, основанным на зависимости индуктивности катушки от проводимости вещества, находящегося внутри ее [14, 15].

Измерения выполнены на симметричном высокочастотном мосте, плечами которого служили две идентичные катушки. Когда в одну из катушек вводится проводящая среда, импеданс катушки изменяется и возникает разбаланс моста. Для калибровки использованы алюминиевые стержни и ртуть. Применение ртути оказалось более целесообразным, поскольку позволяет проводить калибровку в той же трубке, по которой затем транспортировалась газокумулятивная струя. Электропроводность измерялась на частотах 4,7 и 7,3 МГц.

Величина  $\sigma$  с ростом рабочей частоты в пределах экспериментального разброса не изменялась, что свидетельствует, по-видимому, о развитии скин-эффекта. Увеличение частоты при имеющейся проводимости плазмы не приводит к заметному изменению индуктивности катушки. Уменьшение рабочей частоты считалось нецелесообразным, поскольку время нахождения элемента струи внутри катушки  $\sim 10^{-6}$  с. Величина электропроводности, определенная этим методом, составляла  $10^5$  См/м. В работе [7] электродным методом получено  $\sigma \geq 10^4$  См/м, причем, как и в [11], замечено, что основной вклад в сопротивление струи вносят приэлектродные слои. Оценка  $\sigma$  по приращению магнитного поля в короткозамкнутом МГД-канале, находящемся в постоянном магнитном поле, дала  $(2 \div 5) \cdot 10^4$  См/м.

Большой разброс экспериментальных значений электропроводности не позволяет вычислить точное значение магнитного числа Рейнольдса, тем не менее уже при  $\sigma = 10^4$  См/м  $Re_m > 1$  ( $Re_m \geq l/\text{см}$ ,  $l$  — в сантиметрах). Следует заметить, что причины высокой электропроводности в настоящий момент не ясны.

### Эксперименты с модельными МГД-генераторами

С целью определения предельных электрических характеристик линейного МГД-генератора, работающего на газокумулятивных струях, проведена серия экспериментов с модельными генераторами небольших размеров, но с большими значениями индукции магнитного поля в МГД-канале;  $B_0$  изменялась от 5 до 25 Т. Эксперименты ставились в воздухе при нормальных условиях.

Размеры МГД-каналов:  $b \times d \times x_0 = 18 \times 35 \times 300$  и  $35 \times 35 \times 500$  мм. Длина трубчатого заряда изменялась от 20 до  $7d_1$ . Энергия, переданная в нагрузку, во всех опытах не превышала  $2w_0$ ;  $I_{\max} = 920$  кА ( $R_n = 0$ ),  $\epsilon_{\max} = 37$  кДж ( $w_0 = 21$  кДж,  $m_{\text{вв}} = 150$  г  $\eta = \epsilon_{\max}/\epsilon_{\text{вв}} = 5\%$ ). Заряд находился в стальной оболочке.

Эксперименты показали, что продолжительность электрических сигналов не зависела от величины начального магнитного поля. Скорость струи практически не изменялась при ее движении в МГД-канале. Это обусловлено тем, что кинетическая энергия плазмы существенно превышает энергию магнитного поля в канале. Для полного торможения газо-



кумулятивной струи необходимо, чтобы ее кинетическая энергия приблизительно равнялась энергии магнитного поля в канале:

$$\frac{1}{2} \rho u^2 l \cdot \frac{\pi}{4} d_1^2 = \eta_{\text{к}} q \frac{\pi}{4} (d_2^2 - d_1^2) l_0 \approx \frac{1}{2\mu_0} B_{\text{эфф}}^2 x_0 b d.$$

Здесь  $q$  — объемная плотность энергии ВВ;  $B_{\text{эфф}}$  — усредненное по длине МГД-канала значение индукции магнитного поля. С учетом выражения (15)

$$B_{\text{эфф}} = \sqrt{9,52 \mu_0 q \eta_{\text{к}} \frac{l_0}{x_0} \frac{\pi d_1^2}{4 b d}}.$$

Для проведенных экспериментов  $\eta_{\text{к}}^0 = 0,08 \div 0,1$ ,  $q = 8 \cdot 10^9$  Дж/м<sup>3</sup>,  $\pi/4 d_1^2 \approx b d$ ,  $l_0/x_0 \geq 0,5 \div 0,8$ ,  $B_{\text{эфф}} \geq (60 \div 85)$  Т. Естественно, что при таких значениях  $B_{\text{эфф}}$  КПД преобразования энергии ВВ в электрическую для исследованного диапазона  $B_0$  будет невелик.

### Обсуждение результатов исследований

Результаты исследований, представленные в настоящей работе, показывают предельные энергетические характеристики линейного импульсного МГД-генератора, работающего на газокумулятивных струях. Выяснено, что взрывная ударная труба с цилиндрическим трубчатым зарядом ВВ производит при  $p = 760$  мм рт. ст. поток продуктов детонации со скоростью  $10^4$  м/с с кинетической энергией до 40% от энергии детонации. Электропроводность потока не менее чем  $10^4$  См/м. Эти параметры значительно выше параметров продуктов детонации, образующихся при выходе детонационной волны на плоский торец заряда ВВ [2, 3].

Вместе с тем очевидно, что применение одиночного трубчатого заряда ВВ малоперспективно при использовании МГД-каналов с большим поперечным сечением. Если положить, что  $d_1^2 = b d$ , то при  $b = d = 0,2$  м длина заряда, как следует из выражения (14), будет больше метра. КПД преобразования энергии такого заряда ВВ в электрическую  $\eta$  при сохранении подобия не превысит 5% при  $\epsilon/w_0 \approx 2$ , даже если в МГД-канале величина индукции магнитного поля будет равна 20–25 Т. Более высокие значения  $\eta$  можно получить при использовании ячеистого заряда ВВ (см. рис. 1). Длина заряда ВВ в этом случае определяется диаметром ячейки и глубиной скин-слоя в плазме. Ячеистая структура аналогична заряду ВВ в оболочке. Переход к ячеистому заряду ВВ позволяет уменьшить вес ВВ без существенного уменьшения скорости и электропроводности струи. При увеличении КПД преобразования энергии взрыва в электрическую будет, как следует из рис. 4, уменьшаться величина  $[\epsilon_1 + w(T)]/w_0$ . Необходимое соотношение между  $\eta_e$  и  $\epsilon/w_0$  определяется в зависимости от требований эксперимента.

Авторы благодарят Ю. А. Буренина за помощь в проведении численных расчетов.

Поступила в редакцию  
2/IV 1980

### ЛИТЕРАТУРА

1. В. А. Кириллин, В. А. Альтов и др. Докл. АН СССР, 1969, 185, 316.
2. M. S. Jones, C. N. Mc. Kinnon. Proceedings of the Conference on Megagauss Magnetic Field Generation by Explosives and Related Experiments. Frascati, September 1965.
3. C. D. Bangerter, B. D. Hopkins. Proceedings of the 13-th Symposium Engineering Aspects of Magnetohydrodynamics. Stanford, March 1973.
4. Ю. А. Буренин, Г. А. Швецов. ФГВ, 1975, 11, 3, 433.

5. В. В. Полюдов, В. М. Титов, Г. А. Швецов. ПМТФ, 1973, 6, 41.
6. Ф. А. Баум, Л. П. Орленко и др. Физика взрыва. М., Наука, 1975.
7. Г. В. Прякин, В. М. Титов, Г. А. Швецов. ПМТФ, 1971, 3, 137.
8. В. М. Титов, Г. А. Швецов. ФГВ, 1970, 6, 3, 401.
9. A. J. Hodges. Aeronaut. Sci., 1957, 24, 10, 755.
10. В. В. Сильвестров, В. П. Урушкин.— В сб.: Динамика сплошной среды. Вып. VII. Новосибирск, 1971.
11. M. W. Burnham, S. J. Marshall. Proceedings of the Conference on Megagauss Magnetic Field Generation by Explosives and Related Experiments. Frascati, September 1965.
12. J. Teno, O. K. Sonju. Tech. Rep. AFAPL-TR-74-48, 1974.
13. S. C. Lin, E. L. Resler, A. Kantrowitz. J. Appl. Phys., 1955, 26, 95.
14. Л. П. Побережский. ТВТ, 1968, 6, 973.
15. H. E. Koritz, J. C. Keck. RSI, 1964, 35, 201.

## ОСОБЕННОСТИ ДЕТОНАЦИИ КРУПНОГАБАРИТНЫХ ЗАРЯДОВ СМЕСЕВЫХ ВВ

*В. А. Даниленко, В. М. Кудинов*

*(Киев)*

В последнее время для решения практических задач в области обработки металлов взрывом, горном деле и других отраслях народного хозяйства используются крупногабаритные заряды смесевых гетерогенных и дисперсных взрывчатых веществ. Опыт эксплуатации и исследования детонации таких ВВ в крупногабаритных зарядах плоской и цилиндрической симметрии указывает на ряд особенностей ее протекания. В цилиндрических зарядах, размеры которых много больше длины, предсказываемой необходимым условием стационарности [1], иногда происходит обрыв детонации или выход на новый стационарный режим. При использовании плоских зарядов для сварки взрывом заготовок площадью порядка 10 м<sup>2</sup> также наблюдается нарушение устойчивости процесса, которое не нашло однозначного объяснения с позиций современных представлений о сварке взрывом [2, 3].

Указанные особенности протекания детонационных процессов в крупногабаритных зарядах и трудности при их интерпретации с помощью существующих теорий [4—10] выдвигают в число актуальных задачу экспериментального исследования структуры фронта и устойчивости детонации гетерогенных и дисперсных твердых ВВ. В области исследования устойчивости и структуры фронта детонации твердых взрывчатых веществ выполнены работы [11—16]. Некоторые из них посвящены детонации гетерогенных и дисперсных взрывчатых веществ [13—16].

### Выбор взрывчатых веществ и методик исследования

Для исследования структуры фронта и устойчивости детонационной волны использовались следующие группы ВВ:

- 1) дисперсные многокомпонентные, содержащие в своем составе чешуированный и гранулированный тротил, аммиачную селитру, гексоген, а также химически инертные добавки (NaCl, керамзит, алевроит, железистый кварцит 36% Fe + SiO<sub>2</sub>);
- 2) дисперсные ВВ с одним взрывчатым (тротил, гексоген) и несколькими химически инертными компонентами;
- 3) смеси аммиачной селитры с нефтепродуктами;
- 4) гетерогенные взрывчатые вещества на основе тротила и аммиачной селитры с добавками воды, насыщенных растворов поваренной соли,