УДК 621.362.537.84

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ РАБОТЫ ДЕТОНАЦИОННОГО МГД-ГЕНЕРАТОРА ВЫСОКОГО ДАВЛЕНИЯ

В.В. Деревянко[1,*]

[1] *Институт вычислительного моделирования СО РАН, г.Красноярск*

Выполнено численное моделирование работы детонационного МГД-генератора с Т-слоем при больших давлениях в канале. Показано, что поглощение излучения внутри Т-слоя приводит к значительному изменению характеристик Т-слоя, увеличению удельной мощности и КПД генератора.

ВВЕДЕНИЕ

Как было показано в [1], при давлениях в канале $\geq$ 100 атм в детонационном МГД-генераторе (ДМГДГ) проявляется эффект запирания излучения в Т-слое. Поэтому необходим корректный учет как излучения, так и поглощения в потоке. Анализ работы детонационного МГДГ с Т-слоем при малом давлении в потоке показал, что скорость движения Т-слоя за фронтом детонационной волны в канале постоянного сечения невелика и по мере продвижения по каналу уменьшается. Поэтому в данном расчете был рассмотрен канал переменного сечения, позволяющий увеличить скорость потока. В ранее представленной модели ДМГДГ коэффициент нагрузки принимался постоянным, что для предварительных расчетов было приемлемо. Однако при переходе на большие давления энергия инициирования растет пропорционально увеличению давления, поэтому вполне обоснованным является намерение использовать энергию потока для разогрева Т-слоя. Интенсивный разогрев Т-слоя возможен

*E-mail: dv@icm.krasn.ru

при малых коэффициентах нагрузки, тогда как для увеличения вырабатываемой энергии и повышения КПД необходимо его увеличивать. Это кажущееся противоречие вполне разрешимо, если коэффициент нагрузки при разогреве Т-слоя увеличивается. Такой режим можно осуществить при использовании постоянного сопротивления нагрузки. Это более обосновано также с точки зрения построения электрической схемы МГД-канала, т.к. в этом случае выполняется условие отсутствия градиента напряжения вдоль сплошных проводящих электродов. Естественно, что характеристики газодинамического течения при больших градиентах температуры и давления очень сильно зависят от локального значения молекулярного веса и показателя адиабаты. Идеальным решением было бы использование модели реального газа. Однако на данном этапе, учитывая сложность задачи, пришлось ограничиться моделью политропного газа, т.е. рассчитывать локальный молекулярный вес, а показатель адиабаты считать постоянным. Его значение определялось исходя из анализа зависимости $\gamma(p, T)$ в рабочем диапазоне изменения давлений и температур. В работе не ставилась задача оптимизации энергетических характеристик генератора, основное внимание было уделено анализу влияния давления на характеристики с целью определения направления дальнейших исследований.

1. ВЫЧИСЛИТЕЛЬНАЯ МОДЕЛЬ

В настоящей работе в модель ДМГД-генератора [1] внесен ряд изменений. Во-первых, добавлена возможность проведения расчетов для канала переменного сечения. Во-вторых, изменен подход к расчету радиационных потерь в Т-слое: теперь кроме процессов излучения учитываются также процессы поглощения, что позволяет моделировать запирание излучения в Т-слое. В-третьих, приближение постоянного коэффициента нагрузки заменено на более реалистичную модель постоянного сопротивления нагрузки, что позволило более точно промоделировать процессы инициирования Т-слоя и его взаимодействия с магнитным полем.

Система уравнений газодинамики

Общая система уравнений газодинамики, описывающая динамику движения газа в канале ДМГД-генератора, выражается в виде:

$$\frac{\partial AU}{\partial t} + \frac{\partial AF}{\partial x} = S$$

$$U = (\rho, \quad m, \quad E)^T$$

$$F = (m, \quad m^2/\rho + p, \quad (E+p)m^2/\rho)^T$$

$$S = \begin{pmatrix} 0 \\ A(JB + p\dfrac{\partial A}{\partial x}) \\ A(Q_R - Q_{load} + Q_{ini} + Q_{det}) \end{pmatrix}$$

где A — сечение канала, ρ, m, E — консервативные переменные — плотность, количество движения и энергия; p — давление, Q_R, Q_{load}, Q_{ini}, Q_{det} — источники энергии: радиационные потери, энергия выделяющаяся на нагрузке, энергия инициирования и тепловыделение в детонационной волне; J — ток в цепи «Т-слой—нагрузка»; B — магнитная индукция. Индексом «Т»обозначено транспонирование.

В модели применялось уравнение идеального политропного газа с постоянным показателем адиабаты $\gamma = \text{const}$ и молекулярным весом $\mu = \mu(p, T)$, заданным таблично.

Перенос излучения

Одномерное уравнение переноса излучения для плоского слоя можно представить в виде

$$\mu\frac{dI_\nu}{dx} + \chi_\nu I_\nu = 2\pi\chi_\nu I_{\nu\text{р}}, \quad x_0 \le x \le x_1, \quad -1 \le \mu \le 1 \tag{1}$$

где I_ν — спектральная интенсивность излучения, ν — частота фотона, μ — косинус угла между направлением движения фотона и осью x, χ_ν — коэффициент поглощения фотонов с частотой ν, поправленный на вынужденное излучение, $I_{\nu\text{р}}$ — спектральная интенсивность равновесного излучения, равная

$$I_{\nu\text{р}} = \frac{2h\nu^3}{c^2\Big(\exp\{\dfrac{h\nu}{kT}\} - 1\Big)}$$

Решив уравнение и определив распределение спектральной интенсивности излучения, можно найти поток и плотность энергии излучения и радиационные потери из единицы объема:

$$H = \int_0^\infty d\nu \int_{-1}^{1} \mu I_k d\mu$$

$$U = \frac{1}{c} \int_0^\infty d\nu \int_{-1}^{1} I_k d\mu$$

$$Q_R = -\mathrm{div} H$$

Уравнение (1) решалось с помощью многогруппового приближения [3]. Весь задействованный спектр частот разбивался на N_ν интервалов — групп. В каждой группе коэффициент поглощения определялся с помощью осреднения по Планку

$$\chi_k = \int_{\nu_k}^{\nu_{k+1}} \chi(\nu) I_{\nu p} d\nu \Big/ \int_{\nu_k}^{\nu_{k+1}} I_{\nu p} d\nu$$

и полагался независящим от частоты. В этом случае уравнение (1) можно записать в виде системы многогрупповых уравнений и каждое из них решать независимо:

$$\mu \frac{dI_k}{dx} + \chi_k I_k = 2\chi_k \sigma_k T^4, \quad 1 \le k \le N_\nu, \tag{2}$$

где

$$\sigma_k(T) = \frac{2\pi k^4}{c^2 h^3} \Big[\tilde{\sigma}\Big(\frac{h\nu_{k+1}}{kT}\Big) - \tilde{\sigma}\Big(\frac{h\nu_k}{kT}\Big) \Big]$$

$$\tilde{\sigma}(x) = \int_0^x \frac{\zeta^3}{e^\zeta - 1} d\zeta$$

Поток и плотность энергии излучения в этом случае можно представить в виде:

$$H = \sum_0^{N_\nu} \int_{-1}^{1} \mu I_k d\mu, \quad U = \frac{1}{c} \sum_0^{N_\nu} \int_{-1}^{1} I_k d\mu$$

В качестве граничных условий для уравнения (2) выбирались условия отсутствия падающего извне излучения [3]:

$$I_\nu(\mu, \nu) = 0 \quad \text{слева и справа}$$

Полученная система уравнений решалась численно с помощью разностной схемы, взятой из [3], обладающей погрешностью аппроксимации второго порядка на гладких решениях.

Распределение плотности тока в Т-слое.

Ранее в модели ДМГДГ [1] взаимодействие Т-слоя с магнитным полем рассчитывалось в приближении постоянного коэффициента нагрузки

$$K = \frac{\Delta U(x)}{\varepsilon(x)} = \text{const}$$

где ΔU — напряжение на нагрузке, $\varepsilon = u(x)B$ — напряженность электрического поля. Если обозначить сопротивление нагрузки R^L, сопротивление Т-слоя — R^T, то коэффициент нагрузки запишется в виде:

$$K = \frac{R^L(x)}{R^L(x) + R^T(x)}$$

Равенство выполняется только в случае идеально секционированного МГД-канала, причем каждой области Т-слоя соответствует свое сопротивление нагрузки. Реализовать такую схему нагрузки в реальном генераторе невозможно, поэтому модель постоянного коэффициента нагрузки была изменена на модель постоянного сопротивления нагрузки. В этом случае электроды генератора сплошные, идеально проводящие (градиент потенциала вдоль электродов отсутствует) и нагружены на постоянное сопротивление R^L. Для развития Т-слоя такая схема предпочтительнее, т.к. в начальной стадии развития Т-слоя его интегральное сопротивление значительно больше сопротивления нагрузки и коэффициент нагрузки близок к нулю. Поэтому в начальный момент почти вся генерируемая энергия тратится на разогрев Т-слоя и он быстро развивается.

Для сплошных электродов и постоянного сопротивления нагрузки $\Delta U = JR^L$. Согласно закону Ома для полной цепи, плотность тока в Т-слое можно записать в виде:

$$J(x) = \frac{\varepsilon(x) - JR^L}{R^T(x)} \tag{3}$$

где $\varepsilon(x) = u(x)A(x)B$ — напряженность электрического поля. Сопротивление участка Т-слоя протяженностью h можно определить, зная проводимость $\sigma(p, T)$ газа и поперечное сечение канала Y

$$R^T(x) = \frac{A(x)}{\sigma(p(x), T(x))hY}$$

Интегрирование уравнения (3) по всей области Т-слоя $\Delta\ell$ дает выражение для полного тока:

$$J = (1 + R^L) \int\limits_{\Delta\ell} \frac{\varepsilon(x)}{R^T(x)} dx \int\limits_{\Delta\ell} \frac{1}{R^T(x)} dx$$

Мощность, выделившаяся в нагрузке, и мощность джоулевой диссипации запишутся соответственно как:

$$Q_{load} = \int\limits_{\Delta\ell} J(x) J R^L(x) dx \quad Q_{dis} = \int\limits_{\Delta\ell} J(x) J R^T(x) dx$$

2. РЕЗУЛЬТАТЫ ВЫЧИСЛИТЕЛЬНЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Для предварительной оценки режима работы генераторов высокого и низкого давления был проведен анализ характеристик излучения продуктов сгорания воздушно-водородной смеси из Т-слоя с синусоидальным температурным профилем в зависимости от давления и размеров Т-слоя [4]. Из анализа полученных зависимостей выбирались рабочие давления в потоке газа и начальные давления p_0 рабочей смеси в детонационной камере сгорания. Для генератора с высоким давлением диапазон рабочих давлений 100-300 атм и $p_0 = 30$ атм. В генераторе с низким давлением $p_0 = 0.5$ атм, давление в потоке $2 - 5$ атм. При численном моделировании определялись следующие интегральные величины и их зависимости от времени: E_{int} — внутренняя энергия в канале, E_{det} — энергия сгоревшего топлива, E_{ini} — энергия инициирования Т-слоя, E_{dis} — энергия джоулевой диссипации в Т-слое, E_L — энергия выделившаяся на нагрузке, E_R — энергия излучения из Т-слоя, E_{out} — энергия потока на выходе из канала в диффузор, J — суммарный ток в нагрузке, K — эффективный коэффициент нагрузки, $\Delta\ell$ — характерный размер Т-слоя, определенный на уровне температуры $T = 7 \cdot 10^3$ К, $\eta_{el} = (E_L - E_{ini})/E_{det}$ — электрический КПД, E_{layer} — внутренняя энергия Т-слоя, W_L — удельная энергетическая мощность генератора.

Для контроля в каждый момент времени рассчитывался энергетический баланс, определяемый как

$$\frac{E_{int}(0) + E_{det} + E_{ini}}{E_L(t) + E_R(t) + E_{int}(t) + E_{out}(t)} = \text{const}$$

Следует отметить, что во всех расчетах энергобаланс сохраняется с погрешностью $\pm 2\%$, что согласуется с точностью выбранных численных методов.

Ниже приводится сравнительный анализ двух вычислительных экспериментов, проведенных для генераторов высокого и низкого давлений. Схема генератора представлена на рис. 1. Детонационная камера длиной 1.5 м, высотой 2 м заполнялась стехиометрической смесью водорода с воздухом, с тепловыделением 3.5 кДж/кг и показателем адиабаты 1.35, при давлении p_0 и комнатной температуре. Инициирование детонационной волны проводилось на левой стенке камеры. Плоское сопло высотой 0.5 м для корректной работы численных методов в модели задавалось профилированным. Инициирование Т-слоя осуществлялось в момент прихода детонационной волны в горловину сопла. МГД-канал длиной 3.5 м имел постоянный раскрыв $\alpha = 10^\circ$ по каждому электроду. Электроды считались сплошными, идеальной проводимости, подключенными к постоянной нагрузке R^L. На выходе из канала задавался диффузор длиной 0.5 м с увеличением выходного сечения в 1.5 раза.

Расчеты проводились на равномерной сетке с шагом $dx = 0.0025$ м, с шагом по времени, равным $dt = 2.5 \cdot 10^{-8}$ с. Излучение учитывалось в диапазоне от $0.25 \cdot 10^6$ м$^{-1}$ до $150 \cdot 10^6$ м$^{-1}$, спектр равномерно делился на 5 групп. Для генератора высокого давления $p_0 = 30$ атм, $B_0 = 15$ Тл, $R^L = 2 \cdot 10^{-3}$ Ом, для генератора низкого давления $p_0 = 0.5$ атм, $B_0 = 6$ Тл, $R^L = 3 \cdot 10^{-2}$ Ом.

На рис. 2 представлена динамика изменения профиля температуры Т-слоя при его движении в МГД-канале. Видно, что в генераторе высокого давления (рис. 2.А) температура Т-слоя достигает $2 \cdot 10^4$ К, а его эффективная ширина составляет около 30 см. В генераторе низкого давления (рис. 2.В) размер Т-слоя значительно меньше — $3 \div 4$ см, а температура около 10^4 К. Энергетические характеристики процессов взаимодействия в генераторах представлены в таблице 1.

Если придерживаться концепции, что ширина МГД-канала должна быть сравнима с характерным размером Т-слоя, то можно оценить мощность единичного канала как

$$W_{el} = \frac{E_L \cdot \widetilde{\Delta \ell}}{T}$$

где $\widetilde{\Delta \ell}$ — обезразмеренный характерный размер Т-слоя. Тогда для генератора высокого дав-

ления $W_{el} \simeq 500$ МВт, а низкого давления $W_{el} \simeq 1.0$ МВт. Следует, однако, учесть, что длина МГД-канала не может превышать $\approx 20 \cdot \Delta\ell$ [5]. Т.е., длина канала высокого давления может достигать 6 м, а канала низкого давления не может превышать 1.0 м. Электрический КПД генератора низкого давления на такой длине отрицательный.

Полагая, что длину МГД-канала генератора высокого давления с учетом характерного размера Т-слоя можно увеличивать по крайней мере до 6 м, можно надеяться, что и КПД его увеличится за счет уменьшения доли энергии инициирования. Действительно, в рассматриваемом режиме, КПД преобразования энергии потока в электрическую (без учета затрат на инициирование) составляет 17%. Конечно, говорить на данном этапе исследования о конкретном значении электрического КПД преждевременно, т.к. оптимизация электрических и газодинамических параметров генератора — предмет особого исследования.

Зависимости токов нагрузки $J(t)$ для генераторов высокого и низкого давления представлены на рис. 3. При простейшей электрической схеме генератора и работе на чисто омическую нагрузку в зависимости тока от времени прослеживается влияние ударных волн в канале генератора (в виде пиков тока). В реальной схеме генератора влияние ударных волн, по-видимому, уменьшится, однако учитывать их необходимо, т.к. они могут как поддерживать Т-слой, так и подавлять его. В процессе численного моделирования такие режимы наблюдались.

Учитывая важность влияния характеристик излучения из Т-слоя на формирование его структуры и эффективность работы генератора, были проанализированы температурные профили Т-слоев генераторов высокого и низкого давления. Для генератора высокого давления для анализа был выбран температурный профиль Т-слоя на седьмой миллисекунде работы (максимальная температура в Т-слое $T^{max} = 1.9 \cdot 10^4$ К, характерный размер $\Delta\ell = 34$ см, перепад давления $p_1/p_2 = 185$ атм/45 атм), Для генератора низкого давления рассмотрен профиль температуры на пятой миллисекунде ($T^{max} = 10^4$ К, $\Delta\ell = 3$ см, $p_1/p_2 = 3.5$ атм/1.0 атм).

Для реального температурного профиля Т-слоя и реального перепада давлений рассчитывались потоки излучения в сторону толкающего газа H_1 и вниз по потоку к выходу из генератора H_2, соответствующие яркостные температуры $T^b = \sqrt[4]{H/\sigma}$ и коэффициенты чер-

ноты $\epsilon = H/\sigma T^4$. Результаты расчетов представлены на рис. 4. Для генератора высокого давления $H_1 \simeq 1.4 \cdot 10^8$ Вт/м^2, $H_2 \simeq 2.7 \cdot 10^8$ Вт/м^2. Соответствующие яркостные температуры составляют $7.1 \cdot 10^3$ K и $8.3 \cdot 10^3$ K, коэффициенты черноты 0.11 и 0.22. Поскольку на 7-ой милисекунде T-слой находился в области канала, где высота канала равна 1.2 м, то общую мощность излучения можно оценить как $W_R = (H_1 + H_2)A = 4.76 \cdot 10^8$ Вт. Если принять эту мощность излучения за среднюю, то можно оценить общую энергию излучения $E_R = W_R T = 7.4 \cdot 10^6$ Дж, что вполне приемлемо согласуется с энергией излучения, полученной при численном моделировании (рис. 5). Для генератора низкого давления $H_1 = 8.5 \cdot 10^6$ Вт/м^2, $H_2 = 10.7 \cdot 10^6$ Вт/м^2, яркостная температура — $3.5 \cdot 10^3$ K, коэффициент черноты ~ 0.015 хорошо соотносится со справочными данными.

Проведем анализ энергетического баланса T-слоя.

Ранее в [6] предполагалось, что структура T-слоя стабилизируется, когда выделение энергии за счет джоулевой диссипации компенсирует потери на излучение. Затем в [7] для генератора низкого давления было показано, что имеет место дрейф T-слоя в сторону, противоположную действию электродинамической силы. В работе [8] было показано, что структура T-слоя в генераторе высокого давления резко меняется и высокая температура устанавливается в области высокого давления в T-слое.

На рис. 5 приведены энергетические характеристики генераторов высокого и низкого давлений. При анализе энергобаланса рассматриваемого генератора высокого давления обнаруживается явное превышение энергии джоулевой диссипации над радиационными энергопотерями. Было сделано предположение, что джоулева диссипация расходуется также на увеличение внутренней энергии T-слоя и на тепломассообмен с потоком газа. В области высокого давления в T-слое, где устанавливается максимальная температура, идет нагрев толкающего газа, за счет этого увеличивается внутренняя энергия T-слоя. Одновременно на правой границе T-слоя (вниз по потоку) происходит остывание газа за счет значительно большего потока излучения, при этом газ теряет электропроводность и уходит в волну разрежения. Таким образом, фактически, T-слой движется вверх по потоку в сторону электромагнитной силы торможения и через него протекает часть потока толкающего газа. Для анализа этого явления было рассмотрено изменение энергий диссипации, излучения и внутренней энергии

Т-слоя за время от 2-ой до 15-ой мс и рассчитана энергия тепломассообмена за этот период времени:

$$E_{TME} = \Delta E_{dis} - \Delta E_R - \Delta E_{layer}$$

Полученные результаты представлены в таблице 2.

Таким образом, $\simeq 20\%$ энергии джоулевой диссипации идет на тепломассообмен с потоком толкающего газа и тем самым характеризует «проницаемость»плазменного поршня. Оценка плотности тепловой мощности потока через Т-слой дает величину 200 МВт/м^2.

В генераторе низкого давления энергия джоулевой диссипации практически совпадает с энергией излучения, а изменения внутренней энергии после инициирования практически не происходит. Обнаружить эффект тепломассообмена Т-слоя с потоком толкающего газа, рассматривая только энергетические зависимости, не удается. По-видимому, величина тепломассообменая лежит за пределами точности вычислительного эксперимента.

Расчет внутренней энергии Т-слоя показывает, что при инициировании часть энергии расходуется на образование ударных волн — сразу после инициирования E_{layer} достигает значения $13 \cdot 10^6$ Дж (рис. 5.А) и составляет 87% от вложенной энергии.

ВЫВОДЫ

В заключение следует сказать, что результаты вычислительного эксперимента с корректным учетом излучения и поглощения в потоке позволяют сделать вывод о невозможности создания генератора с Т-слоем на продуктах сгорания при малых давлениях. В рассматриваемом генераторе низкого давления коэффициент нагрузки не превышал 0.4, т.е. основная доля генерируемой энергии тратилась на поддержание Т-слоя. Попытки увеличить давления в потоке (до 10 атм.) приводили просто к развалу Т-слоя. Результаты исследования генератора высокого давления оправдали ожидания: генератор имеет высокую удельную мощность, большой коэффициент нагрузки $(0.6 \div 0.8)$, высокий электрический к.п.д. и большой характерный размер Т-слоя, что позволяет надеется на создание реального генератора. Созданная вычислительная модель позволяет получать большой объем информации о работе генератора, но она требует больших затрат машинного времени при проведении расчтов

и для дальнейшего детального анализа режимов работы детонационного МГД-генератора должна быть модернизирована.

В дальнейшем необходимо перейти к уравнению состояния реального газа и оптимизировать газодинамику течения в канале, т.к. следующая проблема, которая возникает — это периодичность работы генератора. Именно периодичность работы определит возможность организации параметрического режима генерации энергии.

Работа выполнена при поддержке интеграционного проекта СО РАН №03 "Разработка и обоснование модели гиперзвукового прямоточного воздушно-реактивного двигателя с магнитогидродинамическим управлением газовым потоком в камере сгорания".

Сведения об авторе.

Ф.И.О: Деревянко Виктор Валерьевич

Место работы и должность: аспирант ИВМ СО РАН

Служебный адрес: 660036, ИВМ СО РАН, Академгородок, Красноярск, Россия, (3912)431739

Домашний адрес: 660099, Республики 43-30, Красноярск, Россия, (3912)219004

e-mail: dv@tvk6.krsk.ru

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Деревянко В.А, Деревянко В.В.* // Модель детонационного МГД-генератора с Т-слоем. ТВТ, 6:985-990, 2000.
2. *Huynh H.T.* // Accurate Upwind Methods For The Euler Equations. SIAM J. Numer. Anal., 32(5):1565-1619, 1995.
3. *Четверушкин Б.Н.* // Математическое моделирование задач динамики излучающего газа. М.: Наука, 1985, 304 с.
4. *Vasilyev E.N., Derevyanko V.A., Ovchinnikov V.V.* // Radiation Characterisitcs and Structure of Current Layer in MHD Channel. 10th International Conference on MHD Power Generation, Dec 4-8, Japan, 1989.
5. *Vasilyev E.N., Ovchinnikov V.V., Seredkina V.V.* // Thermophysical model of MHD-generator with T-layer, XI Inter. Confer. On MHD Elec. Power. Gener., Beijing, China (1992).
6. *Васильев Е.Н, Деревянко В.А., Славин В.С.* //Стабилизированный токовый слой. ТВТ, 1986, т.24, №5, стр. 344.
7. *Васильев Е.Н., Славин В.С., Ткаченко П.П.* //Эффект «скольжения»разряда, стабилизированного стенками магнитогазодинамического канала. ЖПМТФ, 1988, т.4, стр.10.
8. *Васильев Е.Н.* //Формирование токового слоя в условиях радиационного теплообмена при высоком давлении. Изв. СО АН СССР, 1990, Вып.1, стр. 94.

Статья поступила в редакцию 26 марта 2001 г.

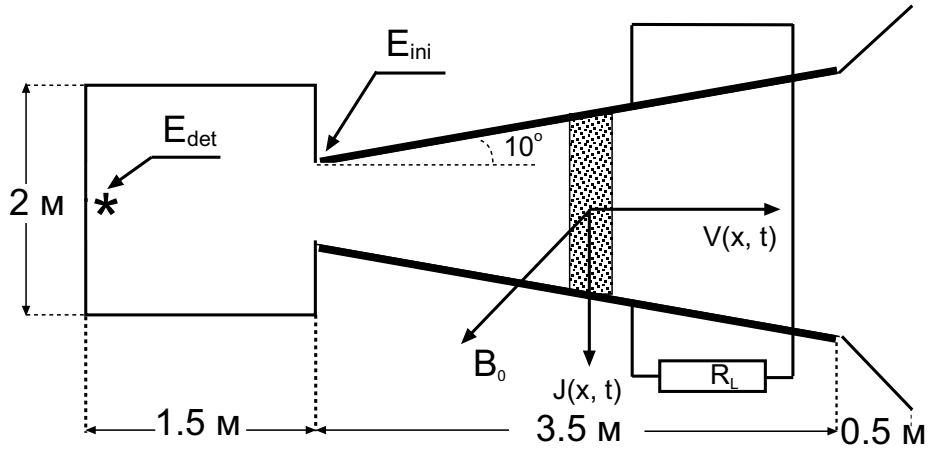

Рис. 1. Схема детонационного МГД-генератора.

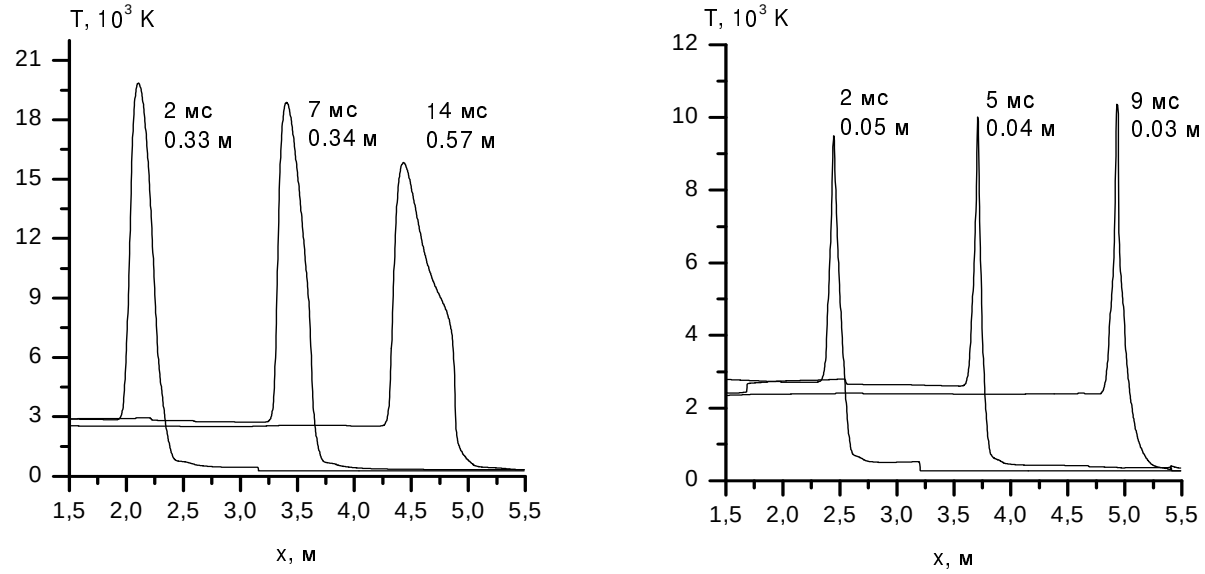

Рис. 2. Динамика движения Т-слоя по каналу. А) генератор высокого давления; В) генератор низкого давления.

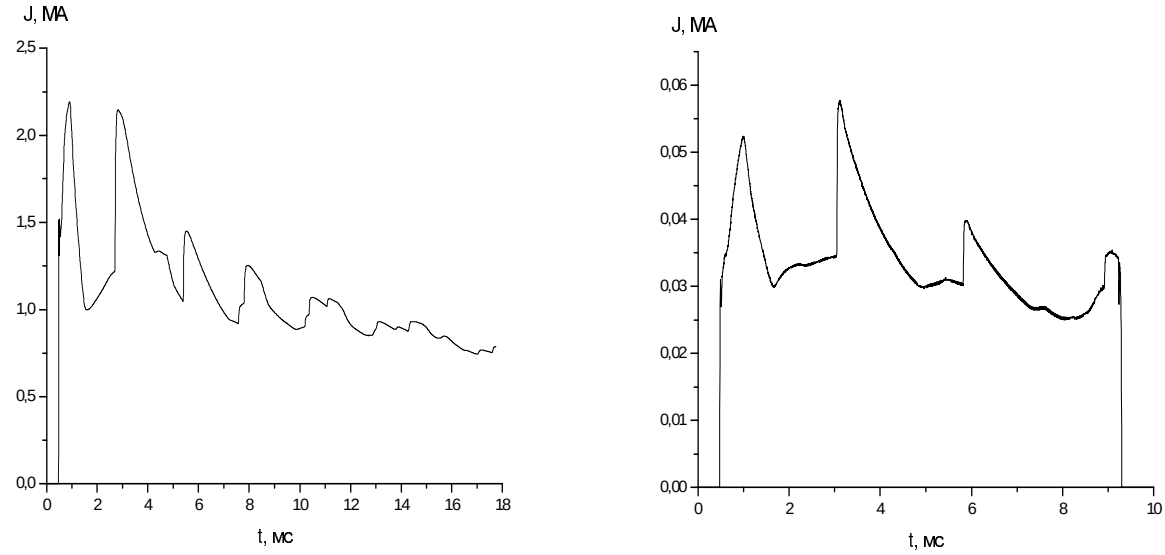

Рис. 3. Импульс тока ДМГД-генератора. А) генератор высокого давления; В) генератор низкого давления.

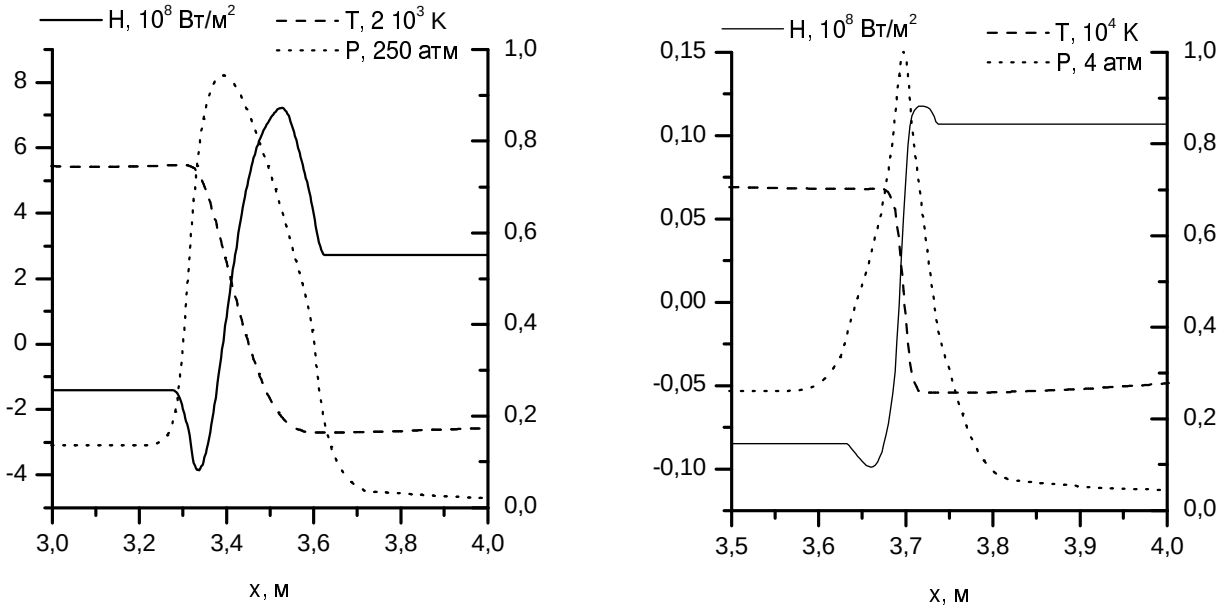

Рис. 4. Поток излучения из Т-слоя. А) генератор высокого давления; В) генератор низкого давления.

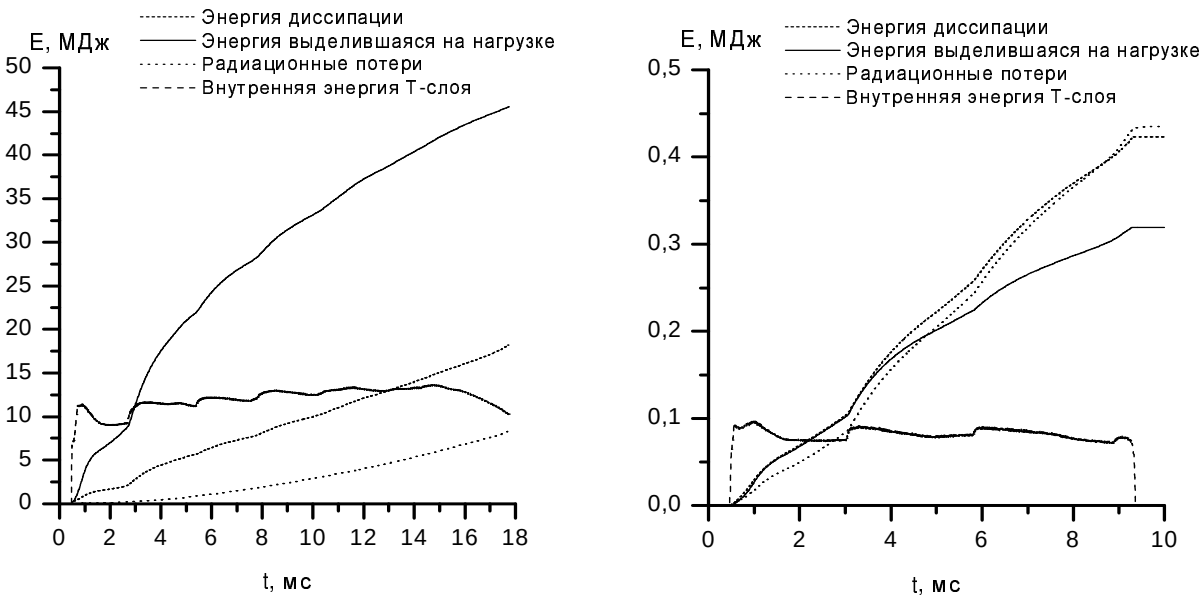

Рис. 5. Энергетические характеристики ДМГД-генератора. А) генератор высокого давления; В) генератор низкого давления.

Таблица 1. Результаты численных экспериментов.

	Генератор высокого давления	Генератор низкого давления
E_{det}	271.5 МДж	4.5 МДж
E_{ini}	15.0 МДж	0.1 МДж
E_{dis}	18.2 МДж	0.4 МДж
E_L	45.6 МДж	0.3 МДж
η	11%	5%
T	18 мс	9 мс
W_L	460 МВт/м^3	7 МВт/м^3

Таблица 2. Оценка энергии тепломассобмена в Т-слое.

	E_{dis}, МДж	E_R, МДж	E_{layer}, МДж	E_{TME}, МДж
t = 2 мс	1.68	0.005	9.08	
t = 15 мс	15.06	6.05	13.55	
ΔE	13.38	6.05	4.47	2.86
$\Delta E/\Delta E_{dis}\%$	100	45.2	33.4	21.4