

Согласование протяженного сильноточного Z-разряда с импульсной системой питания

© В.А. Бурцев, Н.В. Калинин

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
194021 Санкт-Петербург, Россия
e-mail: burtsev321@gmail.com; nvkalinin@rambler.ru

(Поступило в Редакцию 15 апреля 2009 г. В окончательной редакции 19 сентября 2012 г.)

Приведены результаты численного исследования условий согласования протяженного сильноточного Z-разряда с импульсной системой питания, состоящей из генератора импульсных напряжений и транспортирующей длинной линии. Исследования проведены с целью создания высокоионизованной плотной плазмы как активной среды экстремально ультрафиолетового (ЭУФ) лазера на H-подобных ионах азота ($\lambda = 13.4 \text{ nm}$). Основное внимание уделено анализу распределения энергии, переданной из накопителя в нагрузку, между различными составляющими и решению актуальной задачи уменьшения энергии, которая остается к концу импульса накачки в электрической цепи и неизбежно рассеется в разрядной трубке. Решение этой задачи позволяет снизить нагрузку на стенки разрядной камеры и увеличить срок ее жизни. Показано, что эффективный ввод энергии в нагрузку происходит тогда, когда усредненная во времени сумма омической и динамической компонент сопротивления разряда примерно равна волновому сопротивлению транспортирующей линии. При этом отраженная от нагрузки волна уносит минимальную энергию, что позволяет оптимизировать вводимую в нагрузку энергию. Приведены результаты расчета входного и выходного балансов энергии для различных режимов согласования. Это поможет реализовать эффективный коротковолновый ЭУФ-лазер с достаточно высоким сроком службы разрядной трубки.

Введение

Протяженные ($dl \ll 1$) сильноточные цилиндрические Z-разряды, в том числе и капиллярного типа, представляют значительный интерес для разработок компактных (desktop и tabletop) источников когерентного излучения экстремально ультрафиолетового (ЭУФ) спектрального диапазона [1–19] с высокой эффективностью использования энергии первичного накопителя. Безусловным достижением в этой области является создание компактного импульсно-периодического лазера с длиной волны $\lambda = 46.9 \text{ nm}$ на переходе $3p-3s$ Ne-подобного иона аргона в капиллярном разряде [1–5]. В то же время проблема получения когерентного излучения на меньших длинах волн становится все более актуальной. Причем особый интерес представляют источники когерентного излучения с длинами волн, для которых уже имеются многослойные зеркала, позволяющие использовать это излучение в практических целях (например, с $\lambda = 13.5$ и 11.5 nm).

Работы по созданию лазерных систем на основе мощных электрических разрядов капиллярного типа, способных генерировать в спектральной области 10–15 nm, проводятся во многих научных центрах. Но завершенных работ с положительными результатами пока нет. Дело в том, что для получения меньшей длины волны генерации при любом методе формирования активной среды требования к уровню удельной мощности накачки резко возрастают. Для систем с накачкой с помощью мощного электрического разряда необходимо еще учитывать ряд дополнительных факторов. Это, например, устойчивость и однородность создаваемого протяженного плазменного образования. Кроме того, очень важно, чтобы к концу

импульса накачки в индуктивных элементах электрической цепи оставалась минимальная неиспользованная энергия, которая после импульса неизбежно рассеется в разрядной камере, если не применять специальную технику ее диссипации. Выделение этой энергии вызовет излишнюю нагрузку на стенки разрядной камеры и сократит срок ее жизни. Как показывает практика, в случае капиллярных разрядов этот фактор особенно актуален [5]. Поэтому еще на стадии разработки капиллярных источников излучений целесообразно проведение комплексных численных исследований, направленных на уменьшение нагрузки на стенку капилляра, чтобы избежать проблем, усложняющих экспериментальное исследование и практическое применение разряда.

В пионерских расчетно-теоретических исследованиях капиллярных разрядов временная форма тока $I(t)$ считалась заданной, обратные связи капиллярной нагрузки с системой питания не учитывались. Такой подход серьезно ограничивает возможности излучения оптимизации передачи энергии в нагрузку [20]. Кроме того, данный подход имеет смысл лишь при большой индуктивности разрядной нагрузки, как например при большом отношении диаметра коаксиального обратного токопровода и внутреннего диаметра капиллярной трубки. В этом случае не динамика разряда, а большая индуктивность разрядной трубки совместно с емкостью накопителя энергии определяют период и амплитуду синусоидального разрядного тока. Электрическое поле проникает на значительную часть длины трубки и облегчает предварительную ионизацию газа дополнительным разрядом. Подобная геометрия применена в компактных ЭУФ-лазерах на Ne-подобных ионах аргона, работающих на длине волны 46.9 nm [1–5,8,9].

Однако при создании ЭУФ-лазеров, требующих более мощную накачку для получения генерации на меньших длинах волн, целесообразно применять тесную геометрию электродов с близким расположением обратного коаксиального токопровода. Это позволит в значительной степени ограничить величину магнитной энергии, остающейся в разрядной цепи после импульса накачки, а также смягчает проблему согласования импульсной системы питания с импульсной плазменной нагрузкой. Так, например, в мощной ЭУФ-лазерной установке [6] применена развитая в сильноточной электронике техника формирования высоковольтных сильноточных импульсов с многоступенчатым обострением выводимой мощности, основанная на применении формирующих и транспортирующих длинных линий. Но, к сожалению, из-за трудно решаемых проблем согласования высоковольтных генераторов данного типа с резко нелинейными разрядными нагрузками потери энергии на полезной части импульсов оказываются значительными.

Изучение вопросов согласования импульсной системы питания, базирующейся на высоковольтном генераторе и транспортирующей линии, с малоиндуктивным Z-разрядом было начато в [14]. В этой работе предложено использовать метод согласования импульсного накопителя указанного типа и разряда, основанный на сравнении волнового сопротивления транспортирующей линии с суммарным сопротивлением плазменной нагрузки, определяемым омической и динамической компонентами ее сопротивления. Настоящая работа посвящена дальнейшему изучению вопросов согласования линии с разрядом и исследованию входного и выходного балансов энергии в системе в целом и в импульсной плазменной нагрузке.

1. Интегральные электрические характеристики разряда. Баланс энергии в электрической цепи

На рис. 1 приведены эквивалентная электрическая схема (a) и соответствующая ей схема замещения (b) электрической цепи разряда в приближении бесконечно длинной транспортирующей линии. Транспортирующая линия представлена активным сопротивлением, равным волновому сопротивлению линии R_ρ , а генератор высоковольтных импульсов $U_g(t)$ — генератором двойных импульсов. В настоящей работе обостряющая емкость не рассматривалась, закорачивающий ключ S и размыкатель тока с резко нарастающим сопротивлением $R_f(t)$ использовались в физических и численных экспериментах по коммутации электрической цепи. Электротехническое уравнение цепи в соответствии с принятой схемой замещения имеет вид [14]

$$2U_g(t) - R_\rho I(t) = l_0 E(r_{pl}(t), t) + L_0 \frac{dI}{dt} + \frac{\mu_0}{2\pi} l_0 \frac{d}{dt} \left(I(t) \ln \left(\frac{a_0}{r_{pl}(t)} \right) \right), \quad (1)$$

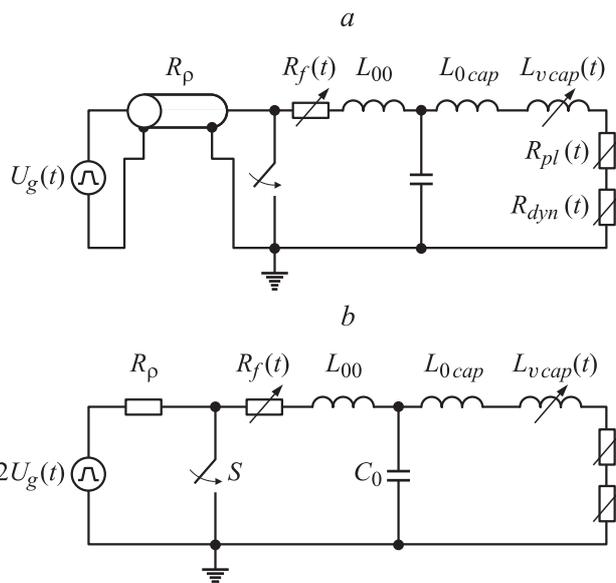


Рис. 1. Эквивалентная электрическая схема (a) и соответствующая ей схема замещения (b), применявшаяся в численных исследованиях Z-разрядов.

где $U_g(t)$ — напряжение генератора (напряжение падающей волны), которое считается заданной функцией времени; R_ρ — волновое сопротивление транспортирующей линии; $I(t)$ — ток разряда; $r_{pl}(t)$ — радиус внешней границы плазменного шнура; a_0 — радиус внутренней поверхности коаксиального обратного токопровода; L_0 — суммарная постоянная паразитная индуктивность электрической цепи, состоящей из паразитной индуктивности токосборного узла L_{00} и собственной индуктивности керамической трубки L_{cer} ; $E(r_{pl}(t), t)$ — продольная компонента напряженности электрического поля на внешней границе плазменного шнура. Умножив уравнение (1) на $I(t)$ и выполнив несложные преобразования, получим уравнение баланса энергии в электрической цепи разряда

$$2U_g(t)I(t) - R_\rho I(t)^2 = l_0 E[r_{pl}(t), t]I(t) + \frac{d}{dt} \left(\frac{L_0 I^2}{2} \right) + \frac{d}{dt} \left(\frac{L_{grap} I^2}{2} \right) + I(t)^2 \frac{1}{2} \frac{d}{dt} L_{grap}(t), \quad (2)$$

$$L_{grap}(t) = \frac{\mu_0}{2\pi} l_0 \ln \left(\frac{a_0}{r_{pl}(t)} \right)$$

— индуктивность зазора „внешняя граница плазменного шнура–внутренняя стенка коаксиального обратного токопровода“.

Первый член в правой части уравнения (2) определим, используя уравнение баланса электромагнитной энергии в плазме, которое при $\mathbf{D} \mathbf{E} \ll \mathbf{B} \mathbf{H}$ для цилиндрического плазменного шнура может быть представлено в виде:

$$l_0 E(r_{pl}(t), t)I(t) = Q_J(t) + \frac{dW_B}{dt}. \quad (3)$$

Магнитное поле на внешней границе плазмы $B(r_{pl}(t), t)$ и полный ток разряда $I(t)$ связаны известным соотношением

$$B(r_{pl}(t), t) = \frac{\mu_0}{2\pi} I(t). \quad (4)$$

Энергия магнитного поля, содержащаяся в плазме,

$$W_B(t) = 2\pi l_0 \int_0^{r_{pl}} \frac{B(r, t)^2}{2\mu_0} r dr, \quad (5)$$

мощность джоулева нагрева плазмы

$$Q_J(t) = 2\pi l_0 \int_0^{r_{pl}} \sigma(r, t) E(r, t)^2 r dr. \quad (6)$$

Здесь $\sigma(r, t)$ — электропроводность плазмы, $E(r, t)$ — распределение напряженности электрического поля.

В то же время содержащаяся в плазме энергия магнитного поля W_B и мощность джоулева нагрева плазмы Q_J могут быть представлены в виде

$$W_B(t) = \frac{1}{2} L_{pl}(t) I(t)^2, \quad Q_J(t) = R_{pl}(t) I(t)^2. \quad (7)$$

Здесь $R_{pl}(t)$, $L_{pl}(t)$ — активное сопротивление и индуктивность плазменного шнура. Если $W_B(t)$, $Q_J(t)$ и $I(t)$ известны, то соотношения (7) могут быть использованы для определения $R_{pl}(t)$ и $L_{pl}(t)$. Например, $R_{pl}(t) = Q_J(t)/I(t)^2$.

С учетом уравнения (3) уравнение баланса энергии в электрической цепи разряда принимает вид

$$2U_g(t)I(t) - R_\rho I(t)^2 = Q_J + \frac{dW_B}{dt} + \frac{d}{dt} \left(\frac{L_0 I^2}{2} \right) + \frac{d}{dt} \left(\frac{L_{\text{grap}} I^2}{2} \right) + I^2 \frac{1}{2} \frac{dL_{\text{grap}}}{dt}. \quad (8)$$

В левой части данного уравнения записана мощность передачи энергии из генератора в нагрузку. Первый член в правой части уравнения представляет собой мощность джоулева нагрева плазмы, второй член — скорость изменения магнитной энергии, запасаемой в плазме, и третий, и четвертый — скорость изменения магнитной энергии в постоянной и переменной индуктивностях капиллярной нагрузки соответственно. Последний член в правой части уравнения (8) — мощность плазменного поршня, совершающего работы по сжатию плазмы. Для дальнейшего анализа мощность передачи энергии из генератора в нагрузку целесообразно выразить через мощность падающей $P_{\text{inc.w}}(t) = U_g(t)I(t)$ и отраженной $P_{\text{refl.w}}(t) = U_g(t)I(t) - R_\rho I(t)^2$ волн.

Уравнение (6) может быть записано в виде

$$P_{\text{inc.w}} + P_{\text{refl.w}} = (R_{pl} + R_{\text{dyn}})I^2 + \frac{d}{dt} \left(\frac{L_0 I^2}{2} \right) + \frac{d}{dt} \left(\frac{L_{\text{grap}} I^2}{2} \right) + \frac{d}{dt} \left(\frac{L_{pl} I^2}{2} \right). \quad (9)$$

Здесь $R_{\text{dyn}}(t) = \frac{1}{2} \frac{dL_{\text{grap}}}{dt}$ — динамическое сопротивление плазменного шнура, характеризующее взаимодействие плазмы с магнитным поршнем. Такое представление работы магнитного поршня в виде, аналогичном джоулеву нагреву, оказывается полезным для анализа согласования передающей линии с меняющейся во времени плазменной нагрузкой.

Для вычисления рассмотренных выше интегральных характеристик разряда $W_B(t)$, $I(t)$, $Q_J(t)$, $R_{pl}(t)$, $R_{\text{dyn}}(t)$ использовались пространственно-временные распределения электрического и магнитного полей и параметров физического состояния плазмы. Эти пространственно-временные распределения определялись в процессе МРГД-расчетов разряда в рамках модели, описывающей физические процессы, протекающие в плазме разряда и электрической цепи самосогласованно в одномерном (1D) одножидкостном двухтемпературном (2T) приближении [15,16]. В этой модели связь интегральных электрофизических характеристик разряда с локальными характеристиками плазмы разряда осуществляется с помощью граничного условия, которое задается уравнением электрической цепи (1) совместно с уравнением (4). Подобный подход позволяет оценить степень согласования транспортирующей линии с импульсной плазменной нагрузкой, имеющей различные механизмы поглощения энергии. Для этого будем определять эффективность передачи энергии из накопителя и в нагрузку в целом и в плазму, а также преобразование введенной в нагрузку энергии в различные виды при различных соотношениях между волновым сопротивлением линии R_ρ и суммой омического и динамического сопротивления плазменного шнура $R_{pl} + R_{\text{dyn}}$.

Для оценки эффективности передачи энергии из накопителя в капиллярную нагрузку в целом будем сравнивать введенную энергию к моменту времени t :

$$W_{\text{inp}}(t) = \int_0^t [P_{\text{inc.w}}(\tau) + P_{\text{refl.w}}(\tau)] d\tau \quad (10)$$

с энергией, переносимой падающей волной

$$W_{\text{inc}}(t) = \int_0^t U_g(\tau) I(\tau) d\tau, \quad (11)$$

энергией, уносимой отраженной волной

$$W_{\text{ref}}(t) = \int_0^t [U_g(\tau) I(\tau) - R_\rho I(\tau)^2] d\tau, \quad (12)$$

и энергией $W_{0\text{inc}}(t)$, передаваемой в нагрузку в режиме, моделирующем „идеальное“ согласование, когда сопротивление нагрузки не изменяется во времени и равно волновому сопротивлению транспортирующей линии.

Уравнение баланса энергии в электрической цепи разряда в проинтегрированном виде может быть записано

как

$$W_{\text{inp}}(t) = \int_0^t (R_{pl}(\tau) + R_{\text{dyn}}(\tau)) I(\tau)^2 d\tau + \frac{1}{2} (L_0 + L_{\text{grap}}(t) + L_{pl}(t)) I(t)^2 \quad (13)$$

2. Рабочие условия

Импульс напряжения на генераторе может быть задан в виде произвольной физически разумной функции времени $U_g(t)$. В рассмотренных ниже расчетах импульс напряжения задавался в форме, близкой к прямоугольной, с лидирующим фронтом ~ 1 ns и с амплитудой $U_{g0} = 100$ kV. Волновое сопротивление линии R_ρ принималось: $R_\rho = 1 \Omega$ и $R_\rho = 2 \Omega$ соответственно. Рассматривался разряд в капилляре с длиной $l_0 = 10$ см и внутренним диаметром $d_0 = 5$ mm.

Проблема увеличения энергии, введенной в плазму разряда, и в то же время уменьшения магнитной энергии, запасаемой в паразитных индуктивных элементах электрической цепи, является общей для разрядов рассматриваемого типа. В связи с проводимым анализом возможности создания когерентного источника с длиной волны 13.4 nm на переходах водородоподобных ионов азота рассматривался разряд в азоте. Начальное давление азота в капилляре, $P_0 = 20$ Torr, выбиралось так, чтобы, с одной стороны, роль излучения в балансе энергии, переданной в плазму, была заметной, а с другой — чтобы можно было бы считать плазму все еще оптически тонкой в радиальном направлении как для излучения в континууме, так и для излучения в линиях. В последующих публикациях будет показано, что данный диапазон начальных давлений азота действительно может быть интересен для получения достаточно высоких значений коэффициента усиления слабого сигнала на переходах $3 \rightarrow 2$ водородоподобных ионов азота ($g_{32}^+ \cong 1 \text{ cm}^{-1}$).

Предполагалось, что в результате начальной ионизации газа в капилляре создаются однородные распределения плотности, температуры (~ 1 eV) и степени ионизации, соответствующие условиям термодинамического равновесия.

3. Согласование транспортирующей линии с капиллярным разрядом

На рис. 2 приведены зависимости от времени сопротивлений разряда для двух режимов с различным сопротивлением транспортирующей линии R_ρ . Данные рис. 2 соответствуют хорошо согласованному режиму. Для этого режима среднее (за время первого сжатия плазмы) значение суммарного сопротивления $R_{pl} + R_{\text{dyn}}$ примерно равно волновому сопротивлению транспортирующей линии $R_\rho = 1 \Omega$, по расчетам это среднее значение суммарного сопротивления

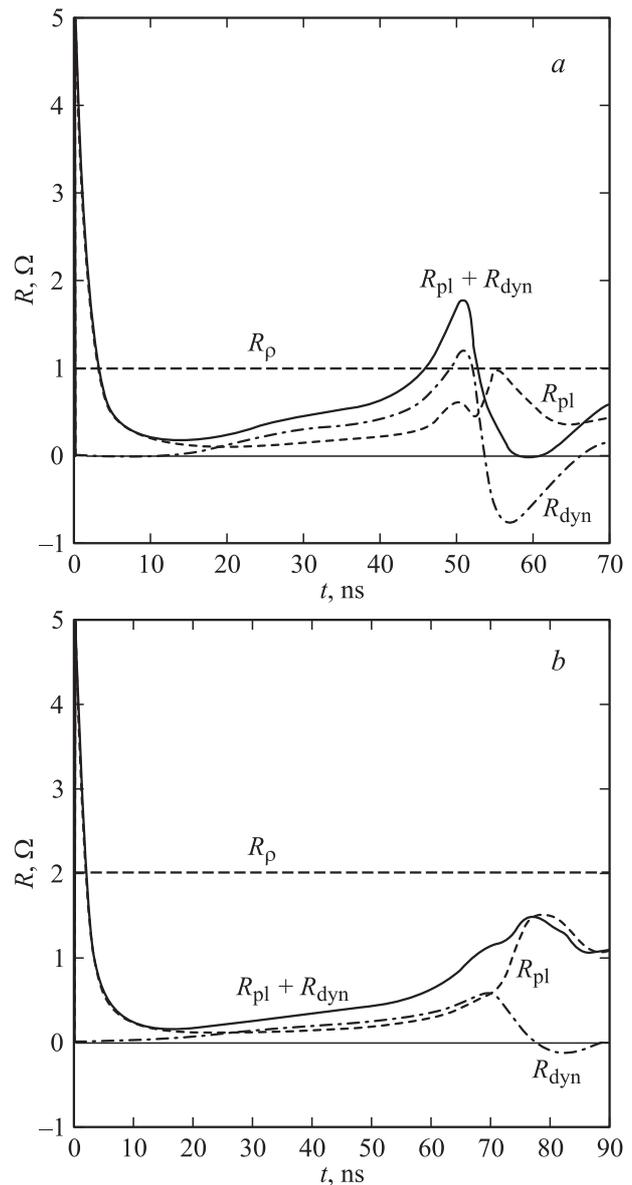


Рис. 2. Зависимости от времени омической R_{pl} и динамической R_{dyn} компонент сопротивления плазменного столба и их суммы $R_{\text{sum}} = R_{pl} + R_{\text{dyn}}$ при $2U_{g0} = 100$ kV, $P_0 = 20$ Torr N_2 , а — $R_\rho = 1 \Omega$; б — $R_\rho = 2 \Omega$.

$\langle R_{pl} + R_{\text{dyn}} \rangle \cong 0.8R_\rho$. В этом режиме $I_0 = \frac{2U_{g0}}{R_\rho} = 200$ kA. Максимальный ток разряда на стадии первого сжатия плазмы $I_m \cong 0.6I_0 = 120$ kA. В режиме, данные которого представлены на рис. 2, б, сумма омического и динамического сопротивлений разряда становится и остается в дальнейшем существенно меньше волнового сопротивления $R_{pl} + R_{\text{dyn}} < R_\rho = 2 \Omega$. По расчетам среднее значение суммарного сопротивления разряда за время первого сжатия плазмы $\langle R_{pl} + R_{\text{dyn}} \rangle \cong 0.38R_\rho$. В данном режиме $I_0 = \frac{2U_{g0}}{R_\rho} = 100$ kA. Максимальный ток разряда на стадии первого сжатия $I_m \cong 0.8I_0 = 80$ kA. Это несогласованный режим двойного тока. Поэтому линия работает практически в режиме короткой, т.е. при двойном токе.

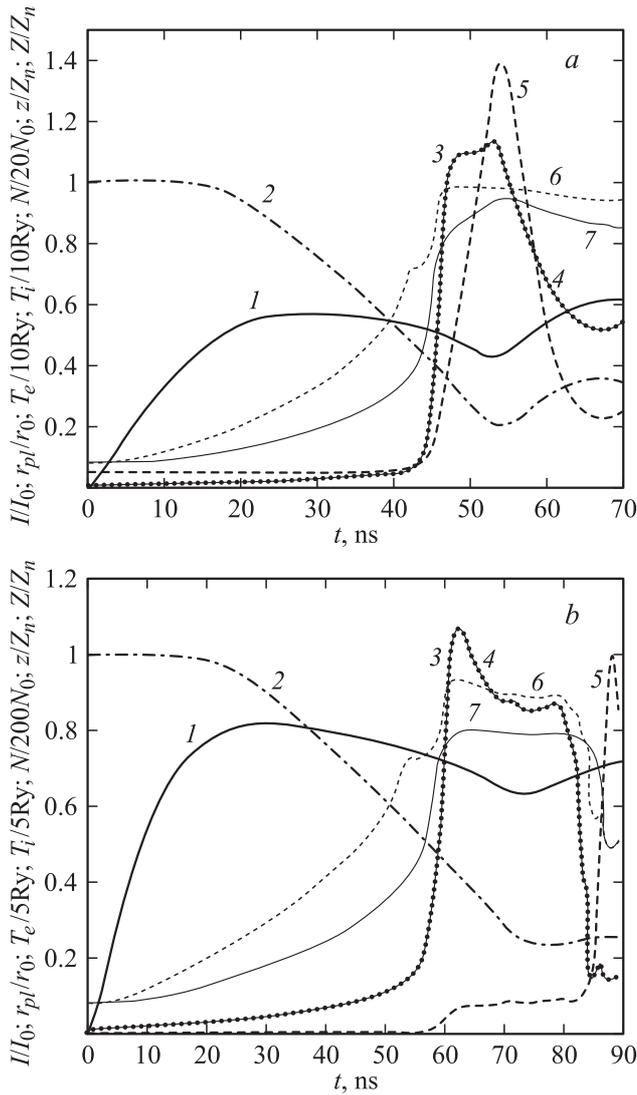


Рис. 3. Временные зависимости разрядного тока I/I_0 (1), радиуса вакуумной границы плазмы r_{pl}/r_0 (2), а также относительных величин на оси камеры электронной T_e и ионной T_i температур (3 и 4 соответственно), коэффициента сжатия плазмы $\delta = \rho/\rho_0$ (5), равновесной z/Z_n (6) и неравновесной Z/Z_n (7) степени ионизации. Здесь r_0 — внутренний радиус вакуумной камеры, $I_0 = 2U_{g0}/R_\rho$ — ток в закороченной цепи, R_ρ — постоянная Ридберга, ρ_0 — начальная плотность азота, $Z_n = 7$ — заряд ядра азота; *a* — $R_\rho = 1 \Omega$, *b* — $R_\rho = 2 \Omega$.

Отметим влияние волнового сопротивления линии R_ρ на лидирующий фронт тока. Два фактора влияют на этот фронт: постоянная времени заряда током постоянной индуктивности нагрузки L_0/R_ρ и динамика плазмы, проявляющаяся в увеличении переменной составляющей индуктивности нагрузки на более поздних стадиях разряда. Отличие волновых сопротивлений для этих режимов составляет 2, что не сильно отличается от изменения длительностей фронтов тока на уровне 10–90% ~ 1.5.

На рис. 3 приведены временные зависимости тока разряда, радиуса внешней границы плазменного шнура и основных параметров состояния плазмы на оси капилляра для рассмотренных выше двух режимов.

При заданном достаточно высоком начальном давлении газа в капилляре (20 Torr) температура электронов практически совпадает с температурой ионов на всех стадиях и в обоих режимах разряда. Интересно, что и в первом, и во втором режимах к моменту максимального сжатия плазмы на оси удается получить плазму с достаточно высокими параметрами физического состояния, в частности с высокой неравновесной степенью ионизации, представляющими интерес для создания источников излучения ЭУФ-спектрального диапазона. В согласованном режиме температура плазмы достигает значения 200 eV, максимальное значение неравновесного эффективного заряда ионов $6 \leq Z_{eff} \leq Z_n = 7$. В несогласованном режиме (рис. 3, *b*) максимальная температура

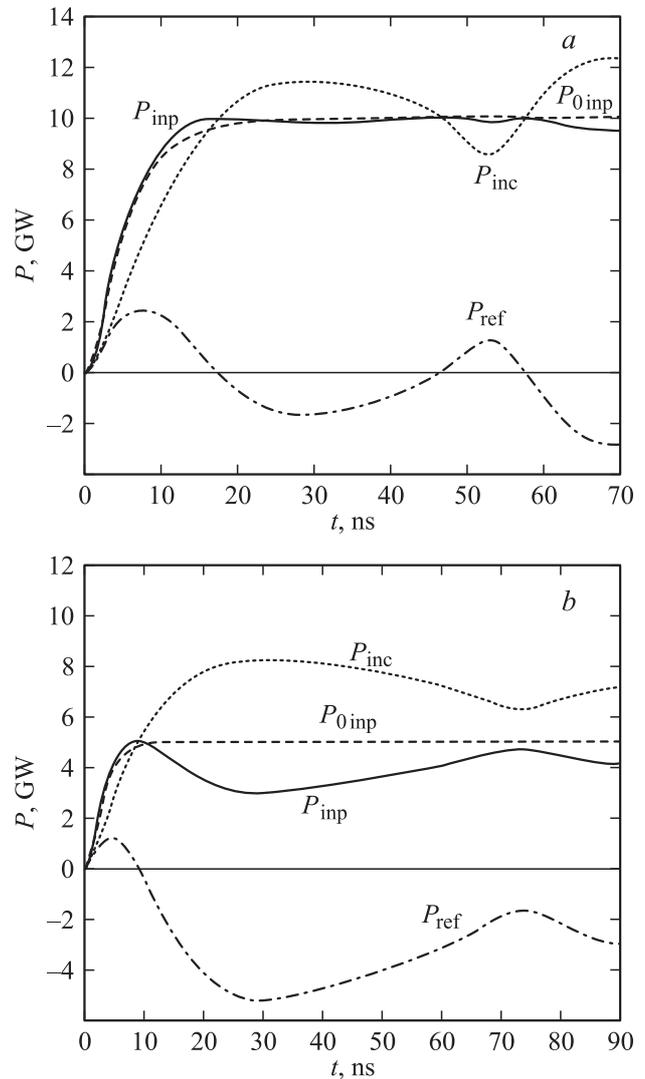


Рис. 4. Зависимости от времени мощности, подводимой к плазменной нагрузке, мощностей падающей и отраженной волн: 1 — P_{inc} — мощность падающей волны (точки), 2 — P_{ref} — мощность отраженной волны (штрихпунктирная линия), 3 — P_{inp} — мощность передачи энергии в нагрузку (сплошная линия), 4 — P_{0inp} — мощность ввода энергии в „идеально“ согласованную нагрузку (штриховая линия); *a* — $R_\rho = 1 \Omega$, *b* — $R_\rho = 2 \Omega$.

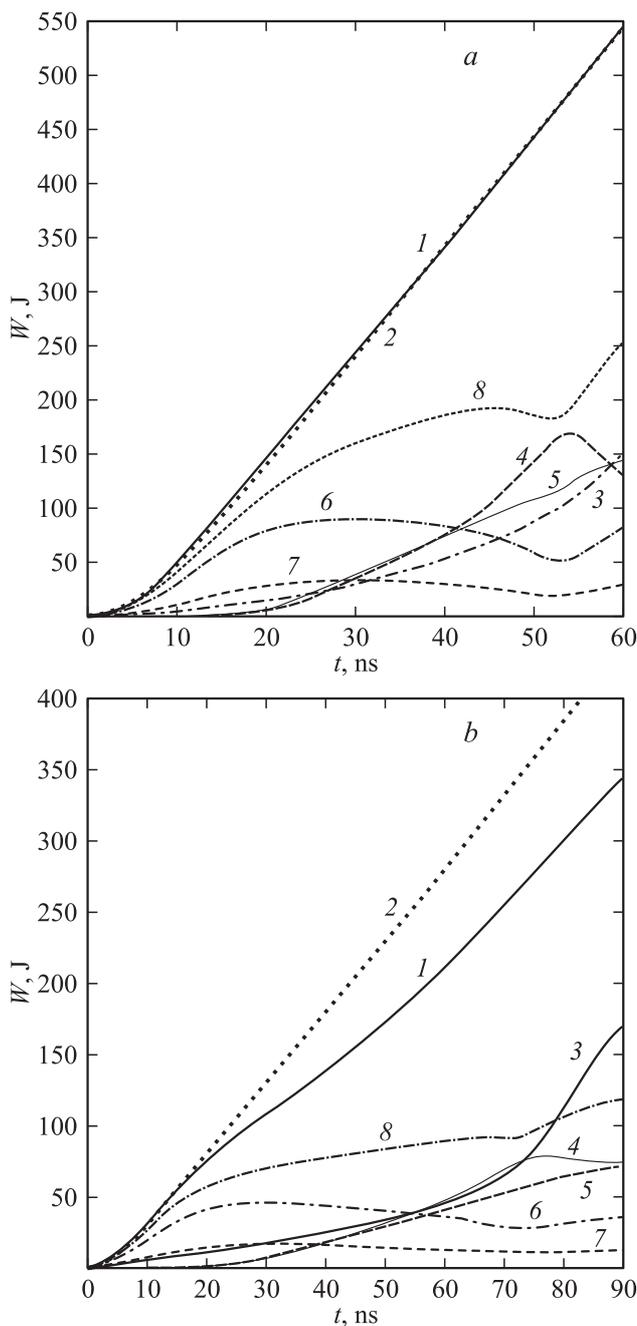


Рис. 5. Распределение вводимой в нагрузку энергии по ее индуктивным элементам, а также работа магнитного поршня и джоулев нагрев плазмы: 1 — W_{inp} — энергия, подводимая к нагрузке в целом, 2 — $W_{0\text{inp}}$ — энергия, которую можно было бы ввести в „идеально“ согласованную нагрузку; 3 — WL_h — энергия магнитного поля, накапливаемая в стенках вакуумной камеры; 4 — WB_{gap} — энергия магнитного поля, запасаемая в вакуумном зазоре; 5 — WL_0 — энергия магнитного поля, накапливаемая в суммарной индуктивности электрической цепи, включая ткоподводы, 6 — WB_{pl} — энергия магнитного поля, содержащаяся в плазме, 7 — W_{dyn} — работа магнитного поршня, 8 — W_J — энергия джоулева нагрева плазмы.

плазмы $T = 75 \text{ eV}$, максимальный неравновесный эффективный заряд ионов $Z_{\text{eff}} = 5.7$.

И в том и в другом режиме заряд наиболее представленного среднего иона $Z = 6$. Для создания рекомбинационного лазера на переходах Н-подобных ионов необходимо получить плазму, состоящую из Н-подобных ионов и полностью ионизованных атомов („голых“ ядер) с $Z = Z_n = 7$ [18–20]. В рассмотренных случаях плазма содержит не только „голые“ ядра и Н-подобные, но и He-подобные ионы. Такой зарядовый состав плазмы не позволяет получить высокие значения коэффициента усиления слабого сигнала на переходе $3 \rightarrow 2$ из-за недостаточно высокой концентрации „голых ядер“. Проблема получения плазмы с зарядовым составом, необходимым для осуществления данной схемы, будет рассмотрена в следующей публикации. Здесь же ограничимся анализом проблемы эффективности передачи энергии из накопителя в нагрузку в целом и в плазму. На рис. 4 представлены временные зависимости мощности падающей и отраженной волн, временные зависимости мощности, передаваемой в нагрузку при „идеальном“ согласовании, когда нагрузкой является постоянное сопротивление, равное волновому сопротивлению транспортирующей линии R_p . Зависимости от времени энергии, передаваемой в капиллярную нагрузку для „идеального“, хорошего и плохого согласования, приведены на рис. 5. В согласованном режиме мощность и переданная энергия практически равны мощности и энергии, введенной в режиме „идеального“ согласования (рис. 4, а и 5, а). Энергия отраженной волны мала по сравнению с энергией, переданной в нагрузку к максимуму сжатия плазмы. В несогласованном режиме энергия отраженной волны в максимуме сжатия плазмы составляет $\sim 40\%$ от введенной энергии в капиллярную нагрузку к тому же моменту времени. Таким образом, эффективность ввода энергии в согласованную нагрузку $W_{\text{inp}}/W_{\text{inc}}$ составляет $\sim 90\%$, в несогласованном режиме — почти равна 30% от энергии своей падающей волны. К тому же в первом случае энергия, переносимая падающей волной, существенно больше, в результате чего введенная энергия в нагрузку в абсолютном значении почти в 2 раза превышает величину, достижимую во втором случае к своему моменту времени сжатия плазмы. На момент сжатия плазмы согласованная система позволяет ввести в нагрузку примерно в 2 раза больше энергии.

Серьезное отличие введенной в нагрузку энергии в несогласованном режиме от введенной энергии при „идеальном“ согласовании подтверждает существенное влияние волны отражения на энергобаланс в этом режиме. Отраженная волна уносит до 30% энергии падающей волны или половину введенной энергии (рис. 5, б).

4. Входной баланс энергии (распределение энергии, подводимой к нагрузке)

Проанализируем, каким образом введенная в капиллярную нагрузку энергия к интересующему моменту

времени распределяется между различными составляющими: джоулевым нагревом плазмы

$$W_J(t) = \int_0^t R_{pl}(\tau) I(\tau)^2 d\tau,$$

работой магнитно-плазменного поршня

$$W_{dyn}(t) = \int_0^t R_{dyn}(\tau) I(\tau)^2 d\tau$$

и энергией, запасаемой в индуктивностях нагрузки (W_{LS}),

$$W_{LS}(t) = \frac{1}{2} (L_0 + L_{grap}(t) + L_{pl}(t)) I(t)^2.$$

Здесь $W_{LS}(t)$ — сумма магнитных энергий, запасаемых во всех индуктивностях нагрузки, в том числе L_{00} , L_{cer} , L_{grap} , L_{pl} (рис. 5).

Результаты расчетов (рис. 5, *a, b*) показывают, что вклады паразитных составляющих индуктивностей L_{00} , L_{cer} к моментам сжатия плазменного столба меньше, чем работа магнитного поршня и энергия, введенная в плазму, для обоих режимов. Энергия, запасаемая в вакуумном зазоре к тем же моментам времени, не поддается простой минимизации из-за радиального сжатия плазмы разряда. К сожалению, в сумме эти вклады составляют большую часть энергии, переданной в нагрузку к максимуму сжатия плазмы. Добиться увеличения энергии, переданной в плазму W_{pltot} , и улучшить соотношение между W_{pstot} и суммарной энергией, накопленной в индуктивных элементах нагрузки W_{LS} , можно лишь путем изменения начальной геометрии разрядной трубки, что предполагается сделать в дальнейшем.

По расчетам суммарная энергия, переданная в капиллярную нагрузку, $W_{load}(t) = W_{pltot}(t) + W_{LS}(t)$ хорошо согласуется с введенной энергией $W_{inp}(t)$ для обоих режимов, что свидетельствует о корректности проведенных на основе консервативной разностной схемы расчетов.

Отметим, что в согласованном режиме (рис. 6, *a*) введенная в плазменный столб энергия к моменту первого сжатия превышает почти в 2 раза аналогичную величину в режиме разряда, соответствующего не согласованному режиму (рис. 6, *b*). Причем время сжатия во втором случае (75 ns) существенно больше времени сжатия в первом случае (54 ns). Таким образом, согласованный режим, представленный на рис. 6, *a*, является и более эффективным.

5. Распределение энергии в плазме (выходной баланс)

Для оптимизации передачи энергии в плазму разряда и достижения требуемых параметров состояния плазмы

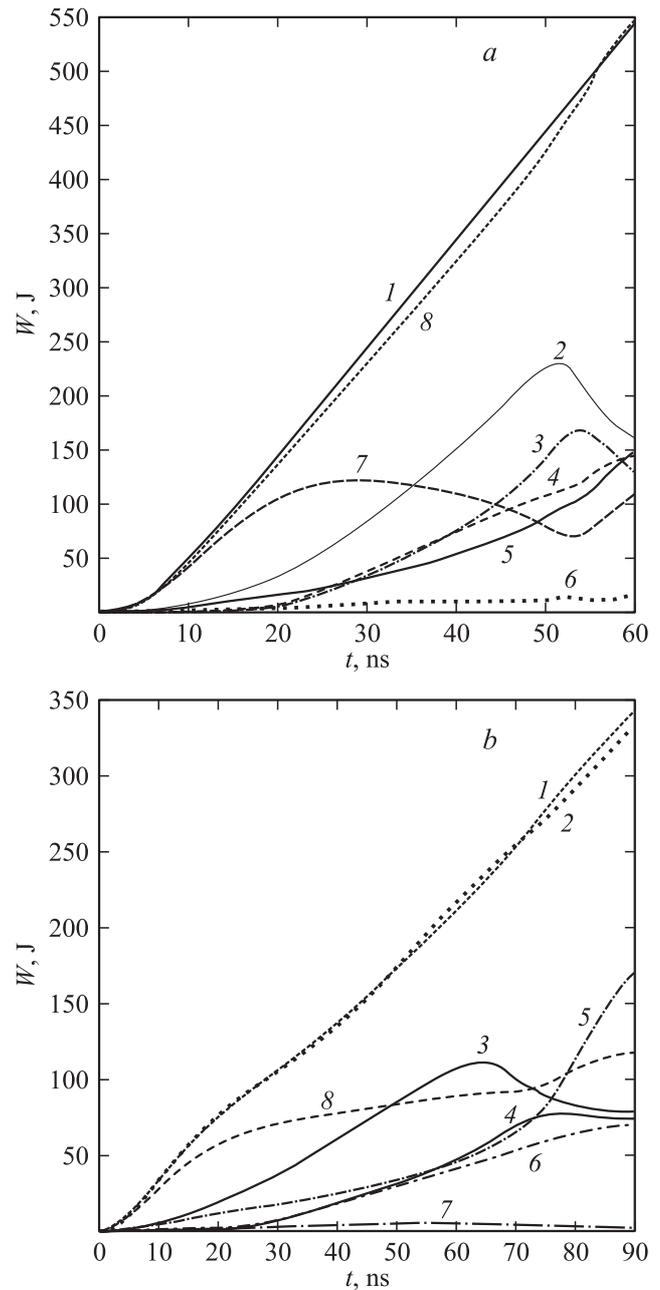


Рис. 6. Баланс энергии в нагрузке в целом (входной баланс энергии). Временные зависимости энергии, подводимой к нагрузке W_{inp} (1), энергии, вводимой в плазму $W_{pls} = W_{int} + WB_{pl} + W_{kin}$ (2), работы магнитного поршня W_{dyn} (3), энергии магнитного поля, запасаемой в вакуумном зазоре W_{grap} (4), энергии джоулева нагрева W_J (5), энергии магнитного поля, содержащегося в плазме WB_{pl} (6), суммарной энергии накапливаемой во всех индуктивных элементах нагрузки W_{LS} (7) и полной энергии, передаваемой в нагрузку $W_{load} = W_J + W_{LS} + WB_{pl} + W_{dyn}$ (8) для режима хорошего (*a*) и плохого (*b*) согласования; *a* — $R_p = 1 \Omega$, *b* — $R_p = 2 \Omega$.

(температуры ионов и электронов, плотности, зарядового состава и т. д.) чрезвычайно полезной является информация о распределении энергии, переданной в плазму из накопителя, между различными видами энергии —

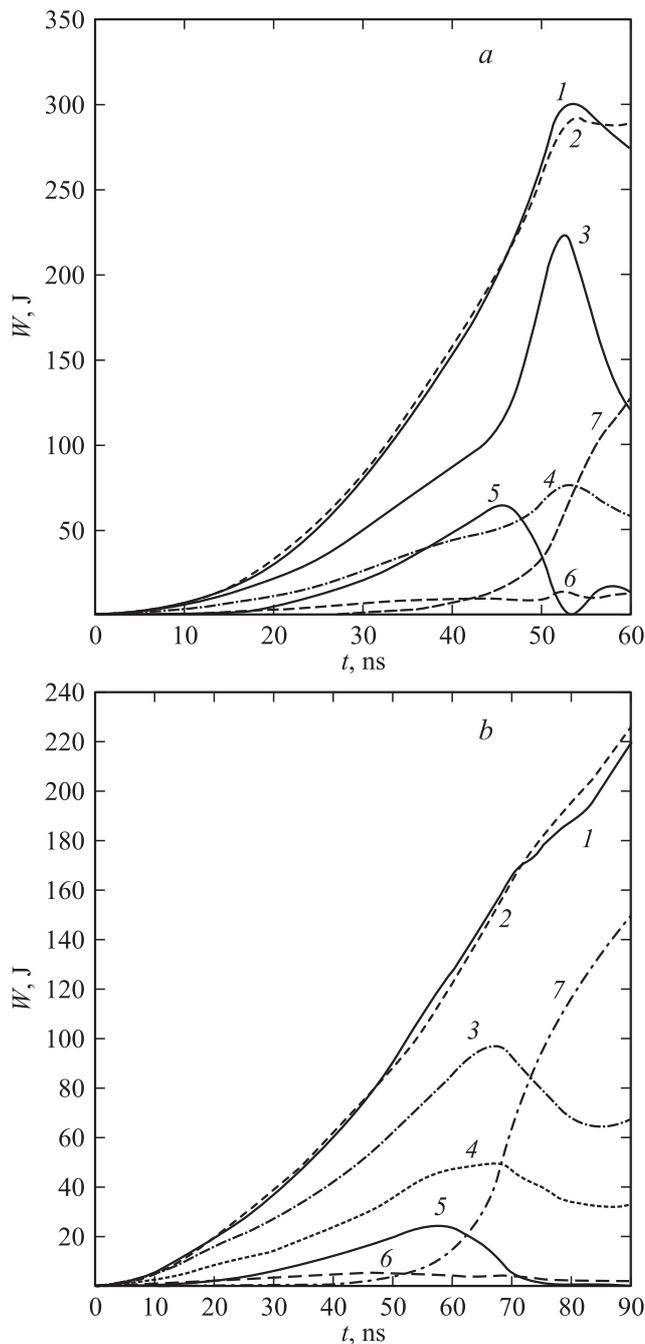


Рис. 7. Баланс энергии в плазме (выходной баланс энергии). Временные зависимости различных видов энергии, переданной в плазму разряда, и их сумма: 1 — $W_{\text{pltot}}^+ = W_{\text{int}} + W_{\text{kin}} + WB_{\text{pl}} + W_{\text{rad}}$ — суммарная энергия, содержащаяся в плазме; 2 — $W_{\text{pltot}}^- = W_{\text{inp}} - W_{\text{LS}}$ — энергия, передаваемая в плазму электрической цепью; 3 — W_{int} — внутренняя энергия плазмы, в которую включена энергия ионизации; 4 — W_i — суммарная энергия ионизации; 5 — W_{kin} — кинетическая энергия плазмы; 6 — WB_{pl} — энергия магнитного поля, содержащаяся в плазме; 7 — W_{rad} — энергия получения плазмы; а — $R_\rho = 1 \Omega$, б — $R_\rho = 2 \Omega$.

кинетической, тепловой, энергией ионизации, энергией излучения и т. д. Энергия, содержащаяся в плазме, имеет

три составляющие:

$$W_{\text{pls}} = W_{\text{kin}} + W_{\text{int}} + W_B. \quad (14)$$

Здесь

$$W_{\text{kin}}(t) = 2\pi l_0 \int_0^{r_{\text{pl}}} \left(\frac{1}{2} \rho(r, t) u(r, t)^2 \right) r dr \quad (15)$$

— кинетическая энергия плазмы,

$$W_{\text{int}}(t) = 2\pi l_0 \int_0^{r_{\text{pl}}} \varepsilon(r, t) r dr \quad (16)$$

— $\varepsilon = \varepsilon_e + \varepsilon_i$ — суммарная внутренняя энергия электронов и ионов соответственно (энергия ионизации ε_i отнесена к внутренней энергии электронной компоненты), W_B — энергия магнитного поля, содержащаяся в плазме (5).

Энергия, переданная в плазму из накопителя $W_{\text{pltot}}(t)$, включает в себя еще и энергию излучения

$$W_{\text{pltot}}^+(t) = W_{\text{pls}}(t) + W_{\text{rad}}(t). \quad (17)$$

Полная энергия излучения (в рассматриваемом случае оптически тонкой плазмы), определяется выражением

$$W_{\text{rad}}(t) = 2\pi l_0 \int_0^{r_{\text{pl}}} Q_{\text{rad}}(r, t) r dr, \quad (18)$$

где $Q_{\text{rad}}(r, t)$ — суммарная мощность излучения в сплошном и линейчатом спектрах. Энергию, переданную в плазму разряда, можно определить двумя способами. С одной стороны, МРГД-расчеты, дающие пространственно-временные распределения различных видов энергии, содержащейся в плазме разряда, позволяют определить полную энергию, введенную в плазму, как их сумму (14)–(18).

В то же время энергия, переданная в плазму, может быть вычислена как энергия, переданная в нагрузку в целом, за вычетом суммарной энергии магнитного поля, накопленной во внешних индуктивностях и плазменном зазоре (L_0 и L_{grap}) и утраченной в результате излучения

$$W_{\text{pltot}} = W_{\text{inp}} - W_{\text{LS}}. \quad (19)$$

Результаты расчетов энергии различных видов и суммарной энергии, введенной в плазму, приведены на рис. 7. Сравнение W_{pltot}^+ и W_{pltot}^- является еще одним фактором проверки корректности проведенных расчетов. Хорошее соответствие W_{pltot}^+ и W_{pltot}^- для обоих режимов свидетельствует, что расчеты достаточно корректны.

Отметим, что в рассмотренных условиях на заключительной стадии первого сжатия излучаемая плазмой энергия больше тепловой энергии плазмы, т. е. радиационный вынос энергии не дает расти тепловой энергии столба, несмотря на термализацию кинетической энергии после первого сжатия и возрастающую роль джоулевого нагрева в конце разряда (рис. 6).

Заключение

Проведено численное исследование согласования протяженного сильноточного Z-разряда с импульсной системой питания, состоящей из генератора импульсных напряжений и трансформирующей длинной линии.

Показано, что эффективный ввод энергии в нагрузку в целом происходит, когда усредненная во времени сумма омической и динамической компонент сопротивления разряда примерно равна волновому сопротивлению транспортирующей линии. При этом отраженная от нагрузки волна уносит минимальную энергию, что позволяет оптимизировать вводимую в нагрузку и, в частности, в плазму энергию.

Анализ входного и выходного баланса энергии, проведенный для различных режимов разряда, показал достаточно хорошее взаимное согласие результатов расчетов. Это свидетельствует, в частности, о том, что разработанный компьютерный код и полученные с его помощью результаты расчетов позволяют проводить комплексную численную оптимизацию разряда рассмотренного типа по различным параметрам, в том числе по величине энергии, которая остается к концу импульса в электрической цепи и неизбежно рассеивается в разрядной камере. Продемонстрирована возможность минимизации этой энергии, что является решением практически значимой задачи. За время первого сжатия энергия, переданная в нагрузку в целом в согласованном режиме в 2 раза больше, чем в несогласованном режиме (500 и 250 J соответственно). Абсолютное значение энергии, переданной в плазму разряда, в согласованном режиме также больше, чем в несогласованном режиме (300 и 250 J соответственно). Но при этом доля энергии, введенной в плазму разряда, в энергии, переданной в нагрузку в целом, в согласованном режиме оказывается несколько меньше, чем в несогласованном режиме (60 и 80% соответственно от энергии, передаваемой в нагрузку в целом в своем режиме). Это свидетельствует о том, что предложенный критерий согласования применим лишь для оценки эффективности передачи энергии из импульсного накопителя на линиях в плазменную нагрузку в целом и нуждается в дополнении для оценки эффективности ввода энергии в плазму. С этой целью в дальнейшем будут проведены анализ МРГД-процессов, протекающих в плазме, и согласование характерных времен этих процессов с временем нарастания тока в электрической цепи.

Проведенные расчеты намечают путь реализации эффективного ЭУФ-лазера с достаточно высоким сроком службы разрядной трубки и хорошей эффективностью преобразования энергии, запасаемой в импульсном накопителе, в различные составляющие энергии, переданной в плазму разряда и, в частности, в энергию излучения.

Работа выполнена в рамках гранта 06-08-00828 Российского фонда фундаментальных исследований.

Список литературы

- [1] Rocca J.J. // Rev. Sci. Instrum. 1999. Vol. 70. P. 3799–3827.
- [2] Виноградов А.В., Рокка Дж.Дж. // Квант. электрон. 2003. Т. 33. № 1. С. 7–17.
- [3] Shlyaptsev V.N., Gerusov A.V., Vinogradov A.V. et al. // Proc. SPIE. 2012. Vol. 1994. P. 99.
- [4] Rocca J.J., Shlyaptsev V.N., Tomasel F.G. et al. // Phys. Rev. Lett. 1994. Vol. 73. P. 2192.
- [5] Gonzalez J.J., Fratti M., Rocca J.J. et al. // Phys. Rev. E. 2002. Vol. 65. P. 026404-9.
- [6] Hotta E., Sakai Y., Niimi G., Hayashi Y. et al. // Proc. of the 28th Intern. Conf. on Phenomena in Ionized gases. ICPIG-08. Prague, Czech Republic, 2007. P. 69–723.
- [7] Kampel N.S., Rikanati A., Be'ery I. et al. Ibid P. 1217–1220.
- [8] Боброва Н.А., Буланов С.В., Разинкова Т.Л., Сасоров П.В. // Физика плазмы. 1996. Т. 22. № 5. С. 387–402.
- [9] Боброва Н.А., Буланов С.В., Сасоров П.В. Динамические процессы в плазме капиллярных разрядов // Энциклопедия низкотемпературной плазмы. Серия Б: Справочные приложения, базы и банки данных. Т. IX-2. Высокоэнергетичная плазменная динамика. М.: ЯНУС-К, 2007. С. 250–277.
- [10] Lee K., Kim J.Y., Kim D. // Phys. Plasmas. 2002. Vol. 9. N 11. P. 4749–4755.
- [11] Lee K., Kim D.E. // Phys. Rev. F. 1999. Vol. 60. P. 2224.
- [12] Vrba P., Vrbova M., Bobrova N.A., Sasorov P.V. // Cent. Eur. J. Phys. 2005. Vol. 3. N 4. P. 564–580.
- [13] Jancarek J., Pina L., Vrbova M. et al. // Czech. J. Phys. 2006. Vol. 56. N 2. Suppl. P. B250.
- [14] Butsev V.A., Kalinin N.V. // Proc. Conf. of Pulsed Power and Plasma Science PPPS-2007. Albuquerque, New Mexico, USA, 2007. P. 1695–1698.
- [15] Бурцев В.А., Калинин Н.В. // Письма в ЖТФ. 2007. Т. 33. Вып. 4. С. 1–10.
- [16] Элтон Р. Рентгеновские лазеры. Пер. с англ. М.: Мир, 1994. 335 с.
- [17] Плазма многозарядных ионов: элементарные процессы, кинетика и рентгеновские лазеры / А.В. Боровский, С.А. Запругаев, О.И. Зацаринный, Н.Л. Минаков. СПб.: Химия, 1995. 344 с.
- [18] Боровский А.В., Галкин А.Л. Лазерная физика: рентгеновские лазеры, ультракороткие импульсы, мощные лазерные системы. М.: ИздАТ, 1996. 496 с.
- [19] Гудзенко Л.И., Яковленко С.И. Плазменные лазеры. М.: Атомиздат, 1978. 256 с.
- [20] Самарский А.А., Попов Ю.П. Разностные методы решения задач газовой динамики. М.: Наука, 1980. 352 с.