

2

НИИЭФА П-К-0523
НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ
ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКОЙ АППАРАТУРЫ
им. Д.В.ЕФРЕМОВА



НИИЭФА - П - К - 0523 847204942

В.А.Бурцев, Н.В.Калинин

ИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СИЛЬНОТОЧНОГО ЭЛЕКТРОННОГО
УСКОРИТЕЛЯ С ИНДУКТИВНО-ЕМКОСТНЫМ НАКОПИТЕЛЕМ
ЭНЕРГИИ И ЭЛЕКТРОВЗРЫВНЫМ ФОЛЬГОВЫМ
РАЗМЫКАТЕЛЕМ ТОКА

Ленинград 1981

Бурцев В.А., Калинин Н.В. Численное исследование сильнооточного электронного ускорителя с индуктивно-емкостным накопителем энергии и электровзрывным фольговым размыкателем тока. Препринт К-0523, Л., НИИЭФА, 1981, 19 с, цена 8 коп.

Приведены результаты численного исследования процессов, происходящих в сильнооточном электронном ускорителе, содержащем индуктивно-емкостной накопитель энергии с электровзрывным фольговым размыкателем тока и вакуумный диод плоской геометрии. Исследования включали самосогласованный расчет электрического взрыва фольги в размыкателе с помощью МГД-метода, коммутации двухконтурной электрической цепи и генерации электронного лучка в диоде с электровзрывным катодом. Связь напряжения и тока в диоде задавалась законом $3/2$ с учетом изменения зазора между катодом и анодом при движении катодной плазмы. Для проверки достоверности величин, предсказываемых при численном моделировании процессов в ускорителе, проведено сравнение результатов расчета и экспериментальных данных, полученных на установке "Ираи". Полученное удовлетворительное согласие между ними позволило провести численную оптимизацию работы ускорителя по размерам фольги в размыкателе и моменту подключения диода.

О Г Л А В Л Е Н И Е

В в е д е н и е	I
I. Постановка численных экспериментов.	2
II. Результаты численных экспериментов.	7
1. Сравнение расчета с экспериментом.	8
2. Генерация электронного лучка	II
3. Численная оптимизация характеристик электронного лучка.	13
З а к л ю ч е н и е	17
Л и т е р а т у р а	18

© Научно-исследовательский институт электрофизической аппаратуры имени Д.В.Ефремова (НИИЭФА), 1981.

В В Е Д Е Н И Е

Развитие ускорительной техники открывает широкие перспективы для использования релятивистских электронных пучков в различных областях науки. Так, например, высокие энергетические характеристики ускорителей РЭП создают интересные возможности для сверхбыстрого нагрева вещества до высоких температур. Широкое применение ускорители находят в экспериментах по коллективному ускорению заряженных частиц для получения жесткого тормозного рентгеновского и нейтронного излучений, генерации микроволнового излучения и накачки газовых лазеров [1,2,4,9].

Для решения этих и других задач с помощью РЭП необходимы установки с параметрами, изменяющимися в широких диапазонах как по току, так и по напряжению и длительности импульса. В настоящее время существуют ускорители, в которых ток пучка изменяется от ~ 10 кА до ~ 6 МА, энергия электронов - от 0,3 до 15 МэВ, длительность импульса - от нескольких десятков наносекунд до нескольких микросекунд [4,9]. Достигнутые успехи в развитии ускорительной техники характеризуются следующими максимальными параметрами: энергия пучка $\sim 2,5$ МДж, развиваемая мощность $\sim 10^{13}$ Вт, эффективность передачи энергии из накопителя в пучок - 50% [1,2,4,9].

В настоящее время разрабатываются сильноточные ускорители с более высокими параметрами (например, "Ангара-5" в СССР, RBFA-II в США), что особенно важно для продолжения исследований в области пучкового термоядерного синтеза, а также для других применений. Решение этой задачи связано с прогрессом в создании безнакальных катодов, способных эмиттировать большие токи, а также мощных накопителей энергии с высокими удельными характеристиками и усовершенствованием методов передачи энергии в нагрузку.

Среди известных способов получения сильноточных электронных пучков наиболее распространенным является прямое ускорение в диодах с электроэрозивными катодами. При этом для питания диодов обычно используются формирующие линии с жидкими или твердыми диэлектриками, заряжаемые с помощью генераторов Аркадьева-Маркса. Однако представляет интерес альтернативный подход, в котором в качестве первичного накопителя энергии применяется емкостной источник, а вторичного - индуктивный накопитель с электроэрозивным размыкателем тока [5-8].

Подобный гибридный (т.е. индуктивно-емкостный) накопитель с электровзрывным размыкателем тока применен в сильноточном ускорителе "Ирэн" [7, 8], в котором первичный накопитель выполнен в виде малоиндуктивной конденсаторной батареи, а в размыкателе использован электрический взрыв алюминиевых фольг. На этом ускорителе получен электронный пучок с током ~ 130 кА, энергией электронов 300–400 кэВ, длительностью ~ 200 нс.

В настоящей работе приводятся результаты численного исследования сильноточных электронных ускорителей (СЭУ) указанного выше типа по программе, включающей самосогласованный расчет электрического взрыва фольг на основе МГД-метода, переключения тока в двухконтурной электрической цепи СЭУ и генерации электронного пучка в диоде. Связь напряжения и тока в плоском диоде, эмиттирующем электроны за счет взрыва микроострий, задавалась законом "3/2" с учетом изменения зазора между катодом и анодом при движении плазмы. Оптимизация параметров импульса тока в диоде проводилась по размерам взрывааемых фольг (ВФ) в размыкателе и моменту подключения диода.

Для оценки достоверности величин, предсказываемых при численных экспериментах, проведено сравнение натурального эксперимента на ускорителе "Ирэн" и соответствующего ему расчета по указанной выше программе. Показано достаточно хорошее согласие между ними.

1. ПОСТАНОВКА ЧИСЛЕННЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Принципиальная электрическая схема СЭУ с индуктивно-емкостным накопителем энергии и электровзрывным размыкателем тока показана на рис.1.

Отсчет времени начинается с момента срабатывания коммутатора S_1 . Формирующийся на размыкателе во время электрического взрыва фольг импульс напряжения после срабатывания коммутатора S_2 , которое происходит, как только напряжение на размыкателе достигает порогового значения U_p' , передается на диод.

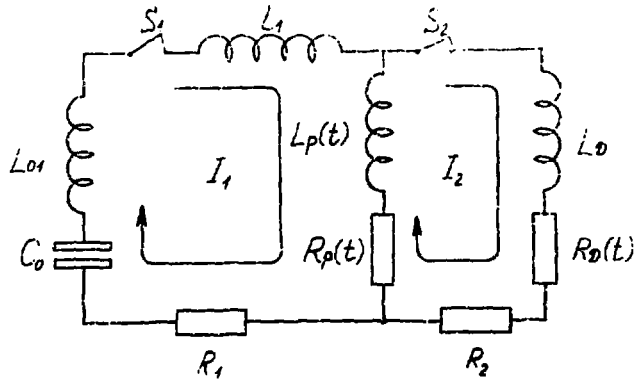


Рис. 1. C_0 - емкость конденсаторной батареи, начальное напряжение которой $-U_0$; L_{01} - собственная индуктивность конденсаторной батареи; L_1 - накопительная индуктивность; R_1 - активное сопротивление в первичном накопительном контуре; ВФ - размыкатель с электрически взрываемой фольгой; R_2 - активное сопротивление в контуре нагрузки; L_p и $R_p(t)$ - индуктивность и сопротивление вакуумного диода; S_1 и S_2 - разрядники

Система электрических уравнений, описывающих изменение во времени токов и напряжений в рассмотренной двухконтурной цепи имеет вид:

$$\frac{dI_1}{dt} = \begin{cases} \frac{U_0 - U_R - L_p \dot{I}_1 - R_1 \cdot I_1}{L_0 + L_p}, & t < t_1, t_1: U_p(t_1) = U_p' \\ \frac{(U_0 - U_D - R_1 \cdot I_1 - R_2 \cdot I_2)(L_p/L_0) + (U_0 - U_R - R_1 \cdot I_1 - I_p \dot{L}_p)(L_0/L_0)}{L_p + L_D + (L_p/L_0) \cdot (L_D/L_0) \cdot L_0}, & \end{cases}$$

$$\frac{dI_2}{dt} = \begin{cases} 0, & t < t_1, \\ \frac{U_R - U_D - R_2 \cdot I_2 + I_p \dot{L}_p + (U_0 - U_D - R_1 \cdot I_1 - R_2 \cdot I_2)(L_p/L_0)}{L_p + L_D + (L_p/L_0) \cdot (L_D/L_0) \cdot L_0}, & \end{cases} \quad (I)$$

$$\frac{dU_C}{dt} = -\frac{1}{C} \cdot I_1; \quad I_p = I_1 - I_2,$$

где $U_D(t)$ - напряжение на зазоре диода, $L_D = L_{D1} + L_1$.

Начальные условия для этой системы: $I_1(0) = 0$, $U_c(0) = U_0$, $I_2(0) = 0$.

Для расчета характеристик электровзрывного фольгового размыкателя (U_p и L_p) применим МГД-метод, для которого исходная система уравнений в лагранжевом представлении имеет вид:

$$\begin{aligned} \dot{x} &= u, \\ \dot{u} + \frac{\partial}{\partial m} \left(p + p_\omega + \frac{B^2}{2\mu_0} \right) &= 0, \\ \dot{\varepsilon} + (p + p_\omega) \dot{v} &= \sigma v E^2, \\ E &= \frac{1}{\mu_0 \sigma v} \cdot \frac{\partial B}{\partial m}, \quad \frac{\partial E}{\partial m} = \frac{1}{\mu_0} \cdot \frac{\partial}{\partial t} (vB), \\ v_R &= l E(M_0, t), \\ p &= p(v, T), \quad \varepsilon = \varepsilon(v, T), \quad \sigma = \sigma(v, T). \end{aligned} \quad (8)$$

Здесь x и m - соответственно эйлерова и лагранжева координаты, ε , v , p , u , p_ω - внутренняя энергия, удельный объем, давление, скорость и давление, обусловленное искусственной вязкостью, E и H - напряженности электрического и магнитного полей, σ - электропроводность, B - индукция магнитного поля, $B = \mu_0 H$.

Индуктивность размыкателя определяется соотношением:

$$\begin{aligned} L_p &\approx \frac{v \cdot l \cdot k}{2\mu_0 I_p^2} \int_x^{a_0} B^2 dx, \\ k &\approx 1 \quad \text{при} \quad (a_0 - x_0)/v \ll 1, \end{aligned} \quad (3)$$

где l , v - длина и ширина ВФ, $I_p = I_1 - I_2$ - полный ток, протекающий в размыкателе. Интегрирование в (3) производится по всей области, заключенной между внешней поверхностью ВФ ($x = 0$) и обратным токопроводом ($x = a_0$), поскольку вне этой области магнитное поле B мало по сравнению с полем между $x = 0$ и $x = a_0$. Положим $B = 0$ при $x \geq a_0$ и $x \leq 0$

Таким образом, при $x = 0$ ($m = 0$) $B = 0$; на поверхности раздела внешней среды и вещества ВФ $x = X(t)$ ($m = M_0$) магнитное поле определяется током I_p :

$$B \Big|_{x=X(t)} = \frac{\mu_0 \cdot I_p(t)}{b}. \quad (4)$$

Граничные условия для скорости

$$U(0, t) = U(a_0, t) = 0. \quad (5)$$

В начальный момент времени $t = 0$ задаются распределения магнитного поля $B(x, 0) = 0$, скорости $U(x, 0) = 0$ и удельного объема: при $0 \leq x \leq X_0$ ($0 \leq m \leq M_0$), $V(x, 0) = v_0$, при $X_0 \leq x \leq a_0$, $V(x, 0) = v_{0s}$.

Система уравнений (1) - (5) станет замкнутой, если будет задана связь между напряжением, приложенным к диоду, и электронным током в нем. Для этого рассмотрим протейшую модель плоского вакуумного диода со взрывной эмиссией с холодного многоостийного катода, поперечные размеры которого значительно превосходят расстояние между катодом и анодом. Под действием высокого напряжения, поданного на диод с поверхности острий катода, начинается автоэлектронная эмиссия электронов. В результате разогрева микроострий на поверхности катода током автоэлектронной эмиссии происходит их взрыв и образование слоя плазмы. Автоэлектронная эмиссия переходит во взрывную эмиссию со свободной поверхности плазмы, которая расширяется в направлении к аноду и перекрывает диодный промежуток. Установлено [1-4], что скорость расширения прикатодной плазмы находится в пределах $(2-3) \cdot 10^6$ см/с и практически не зависит от приложенного к диоду напряжения.

Следует отметить, что при оценке скорости перекрытия диодного промежутка a_0 желательно учитывать еще и разлет плазмы, появляющейся у анода в результате нагрева лучком электронов его поверхностного слоя. Для образования анодной плазмы по данным обзора [9] необходимо вложить в поверхностный слой анода энергию порядка 3 - 5 кДж/г. Скорость разлета анодной плазмы поряд-

ка $(1+1,5) \cdot 10^6$ см/с, поэтому полная скорость закорачивания диодного промежутка в наиболее характерных условиях оказывается порядка $(2+4) \cdot 10^6$ см/с.

Поскольку формирование и ускорения электронного пучка происходит до закорачивания диодного промежутка, длительность импульса тока в пучке порядка $\Delta t = d_0 / v_{pl}$, где d_0 - расстояние между катодом и анодом.

Как известно [10], связь между током пучка в диоде и приложенным к диоду напряжением может быть определено из решения уравнения Пуассона для потенциала электрического поля в диодном промежутке:

$$\frac{d^2 \Phi}{dx^2} = \frac{j}{\epsilon_0} \cdot \left[1 - \left(1 + \frac{e \Phi}{m_e c^2} \right)^{-2} \right]^{-1/2} \quad (6)$$

с граничными условиями

$$\Phi|_{x=d(t)} = -V_0; \quad \Phi|_{x=0} = \frac{d\Phi}{dx}|_{x=0}. \quad (7)$$

Для предельных случаев нерелятивистского ($eV_0 \ll m_e c^2$) и ультрарелятивистского пучков эта краевая задача имеет простые решения:

$$j = \begin{cases} \left(\frac{|e|}{\epsilon_0 m_e} \right)^{1/2} V_0^{3/2} / d(t) & eV_0 \ll m_e c^2 \\ \epsilon_0 V_0 / d(t) & eV_0 \gg m_e c^2 \end{cases} \quad (8a)$$

где $d(t) = d_0 - v_{pl} t$.

В ускорителях с генераторами импульсного напряжения, основанными на индуктивных и индуктивно-емкостных накопителях с электровзрывными размыкателями тока, которые формируют импульсы с амплитудой порядка нескольких сот киловольт, релятивистские эффекты оказываются незначительными. Так, по данным монографии [1] при $U_0 = 600$ кВ отклонение от закона "3/2" из-за релятивистских эффектов составляет около 10%. Поэтому в дальнейшем будет рассматриваться только диоды с нерелятивистскими пучками, для которых справедлив закон "3/2" с учетом изменения диодного зазора в результате движения плазмы. Подчеркнем, что справедливость этого закона для плоских диодов подтверждена экспериментально [3, II] для сравнительно небольших (< 1 МА) токов.

Домножая обе части уравнения (8а) на площадь катода, получим необходимое для интегрирования системы (1) - (5) уравнение, связывающее полный ток пучка в диоде и приложенное к диоду напряжение:

$$I = K \cdot \frac{S_k}{d_0^2} \cdot \frac{U_0^{3/2}}{(1 - v_{ph} t / d_0)^2} \quad (9)$$

где коэффициент $K = 2,3 \cdot 10^{-6} \text{ А В}^{-3/2}$.

Несколько оценок: без учета движения плазмы: при $U_0 = 500$ кВ и $d_0 = 1$ см плотность тока в электронном пучке $= 0,8 \text{ кА/см}^2$; при размерах катода $5 \times 40 = 200 \text{ см}^2$ (как это на установке "Ирэн" [7, 8]) полный ток пучка равен 160 кА.

Отметим, что методы расчета физических свойств металла и окружающей среды ($\rho(v, T)$, $\epsilon(v, T)$, $\sigma(v, T)$), применявшиеся для численного моделирования ЭВФ в размыкателе, описаны в работе [12].

II. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Параметры электрической цепи СЭУ в численных экспериментах, описанных ниже, принимались такими же, что и на ускорителе "Ирэн" [7, 8]: емкость конденсаторной батареи $C_0 = 15,3$ мкФ, ее зарядное напряжение $U_0 = 80$ кВ, а собственная индуктивность $L_{01} = 50$ нГн; накопительная индуктивность в первичном контуре $L_1 = 150$ нГн; период разряда накоротко $\tau_0 = 5,6$ мкс; раз-

меры катода $5 \times 40 \text{ см}^2$; расстояние между катодом и анодом
 $d_0 = 1 + 4 \text{ см}$.

I. Сравнение расчета с экспериментом

Вакуумный диод является сложной нагрузкой по сравнению с чистоиндуктивной нагрузкой $L_{\text{Э}}$. Для выяснения влияния такой нагрузки на ЭВФ в размыкателе после ее подключения и исследования параметров импульса электронного тока интересно провести сравнение двух режимов коммутации. В одном из них импульс напряжения, формирующийся на размыкателе при ЭВФ, подается на диод (рис.2), а в другом - на постоянную индуктивность $L_{\text{Э}}$ при замкнутых накоротко электродах диода (рис.3).

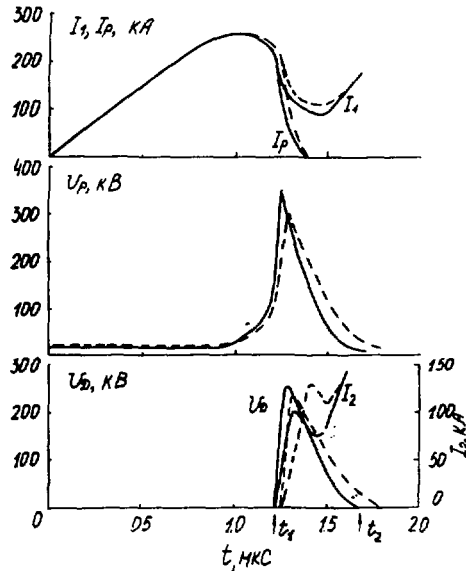


Рис.2. Кривые изменения токов в электрической цепи СЗУ, размыкателе и диоде, напряжения на размыкателе. Сплошные линии - расчетные, штриховые - экспериментальные

На рис.3 изображены расчетные (сплошные линии) и экспериментальные (штриховые линии) кривые изменения во времени токов в контурах электрической цепи и размыкателе (I_1, I_2, I_p) и напряжения на размыкателе при переключении тока в постоянную индуктивную нагрузку $L_{\text{Э}}$, когда анод и катод диода

закорочены и $U_D = 0$. На этом же рисунке приведены расчетные кривые изменения тока в цепи и напряжения на размыкателе при ЭВФ без подключения какой-либо нагрузки (штрихпунктирные линии). Как можно видеть, подключение L_D ограничивает нарастание напряжения на размыкателе по сравнению с "холостым" режимом ЭВФ. Кривая изменения тока в нагрузке I_L имеет монотонное возрастающий характер в течение рассматриваемого времени.

Отметим в целом хорошее совпадение расчетных и экспериментальных кривых $I_1(t)$, $I_2(t)$, $I_p(t)$ и $U_p(t)$. Наибольшая разница между расчетом и экспериментом, относящаяся, к амплитудному значению напряжения на размыкателе U_p^m , в проведенных расчетах никогда не превышала экспериментальное значение более чем на 25%. Причем максимум напряжения на размыкателе в расчетах достигается раньше, чем в эксперименте на 10-20% от продолжительности всей стадии спада тока в размыкателе. Причины этой задержки врыва обсуждались в работе [12]. Скорость нарастания тока \dot{I}_2^m по данным численного моделирования получается примерно в 1,2 - 1,3 раза больше, чем в эксперименте (экспериментальное значение $\dot{I}_2^m = 1,5 \cdot 10^{12} \text{ A/c}$). По-видимому, учет характеристик разрядника S_2 мог бы улучшить соответствие расчетных и экспериментальных кривых.

Характер изменения во времени токов в контурах электрической цепи СЭУ, размыкателе и диоде, а также напряжений на размыкателе и диоде иллюстрируется рис.2 (сплошные линии - расчетные, штриховые - экспериментальные).

Необходимо подчеркнуть в целом неплохое совпадение расчетных кривых токов I_1 , I_2 и I_p и напряжений на размыкателе U_p и диоде U_D с соответствующими осциллограммами. Как и в рассмотренном выше режиме коммутации тока в постоянную индуктивную нагрузку, наибольшая погрешность расчетов относится к амплитудному значению напряжения на размыкателе ($\sim 15-30\%$). Расчетные значения амплитуды импульса тока в диоде меньше, чем экспериментальные, однако отличие не превышает 20-30%. В то же время скорость нарастания тока в диоде в расчетах примерно в 1,2 раза больше, чем в эксперименте. Так, время формирования переднего фронта импульса тока в диоде, определенное из осциллограмм, примерно 100 нс, по данным численного моделирования оно всего 80 нс.

Обращает внимание то, что в эксперименте наблюдается более эффективное выключение тока в размыкателе, чем это следует из расчетов. Интересно, что в "холостом" режиме ЭВФ это различие не было столь заметным. По-видимому, в натуральных экспериментах парообразование может развиваться при ограничении поступления энергии в металл за счет перегрева металла на стадиях, предшествующих выключению тока в размыкателе, что не учитывается в принятой модели ЭВФ. К сожалению, экспериментальных данных об изменении физического состояния ВФ в процессе взрыва и коммутации недостаточно для однозначных выводов по этому вопросу.

Кроме того, влияние такой среды, как кварцевый песок, в которой осуществляется ЭВФ, безусловно, не ограничивается лишь созданием препятствия для расширения паров металла на стадии собственно взрыва, как это представляется в расчетной модели ЭВФ. В рассматриваемых условиях может происходить проникновение паров при разлете в кварцевый песок, который имеет дискретную структуру, что увеличивает эффективность выключения тока.

После срабатывания разрядника S_r в момент времени t_1 (см. рис.3) напряжение на размыкателе $U_p(t)$ продолжает нарастать еще некоторое время. Дiod в меньшей степени, чем постоянная индуктивность L_p , ограничивает $U_p(t)$ после подключения. Напряжение на диоде $U_d(t)$ быстро достигает максимального значения U_d^m (в расчете $U_d^m = 260$ кВ, в эксперименте ~ 220 кВ). По расчетам ток в диоде к этому моменту времени $I_2(U_d^m)$ равен 70 кА (по данным эксперимента - 60 кА), и, несмотря на последующее уменьшение

$U_d(t)$, продолжает нарастать до своего максимального значения I_2^m , равного 100 кА (в эксперименте - 130 кА). Затем он уменьшится вследствие конкуренции в основном двух факторов: уменьшения межэлектродного зазора при движении плазмы и падения величины напряжения на зазоре диода. В момент закорачивания плазмой электродов диода t_2 напряжение на зазоре $U_p(t_2) = 0$. В течение времени $\Delta t = t_1 - t_2$ полный ток в цепи СВ I_1 остается сравнительно небольшим, возрастание I_1 после закорачивания катода и анода происходит как в режиме переключения тока из накопителя в постоянную индуктивность вследствие продолжающегося разряда конденсаторной батареи.

II

Несколько замечаний о времени существования электронного пучка по данным расчетов и экспериментов. В расчетной модели диода предполагалось, что скорость закорачивания электродов является постоянной (см. п. I), ее численное значение выбиралось на основании данных работ [1-4], согласно которым

$v_{pk} = (2-3) \cdot 10^6$ см/с. Прямые наблюдения за движением плазмы в зазоре диода в экспериментах [7,8], данные которых используются для сравнения с расчетами, не проводились. Момент закорачивания в этих экспериментах отождествлялся с началом повторного нарастания тока I_2 . Расчеты позволяют уточнить этот момент. По их данным закорачивание межэлектродного промежутка, которое определяется условием $U_D = 0$, происходит уже после того, как I_2 проходит через минимальное значение. При

$d_0 = 1$ см время существования пучка согласно результатам численного моделирования $\Delta t = 400$ нс. Об этом, между прочим, свидетельствуют и приведенные в работах [7,8] данные наблюдения тормозного рентгеновского излучения. Причем время, в течение которого жесткость тормозного излучения выше 200 кэВ, в экспериментах оказывается порядка 200 нс, что соответствует длительности импульса тока на полувысоте. Как можно видеть (см. рис. 2), результаты численного моделирования удовлетворительно согласуются с этими наблюдениями.

2. ГЕНЕРАЦИЯ ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА

Кривые зависимости от времени сопротивления

$$R_D = U_D / I_2 = (d_0^2 / k S_k) [1 - v_{pk}(t - t_1) / d_0]^2 U_D^{-1/2} \quad (10)$$

и перванса

$$\rho = \frac{I_2}{v^{3/2}} = \left(\frac{k S_k}{d_0^2} \right) / [1 - v_{pk}(t - t_1) / d_0]^2 \quad (11)$$

диода изображены на рис. 4. На основании сравнения расчетных и экспериментальных кривых можно предположить, что скорость закорачивания зазора диода изменяется во времени. Причем на начальной стадии в течение некоторого времени в эксперименте она меньше, чем в расчете.

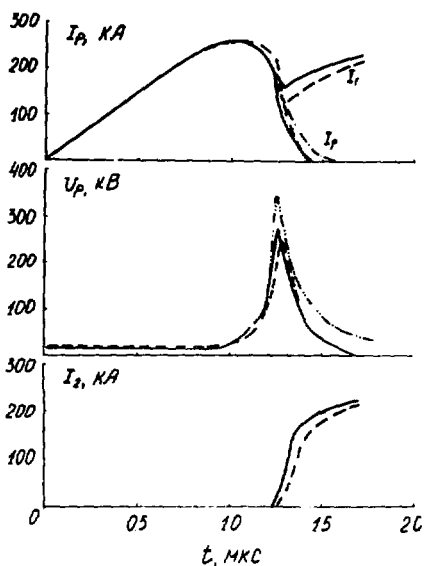


Рис.3. Токи в контурах электрической цепи СЭУ и напряжение на размыкателе в случае переключения тока в индуктивность при закороченных электродах диода, штрихпунктирные линии соответствуют ЭВФ без подключения нагрузки

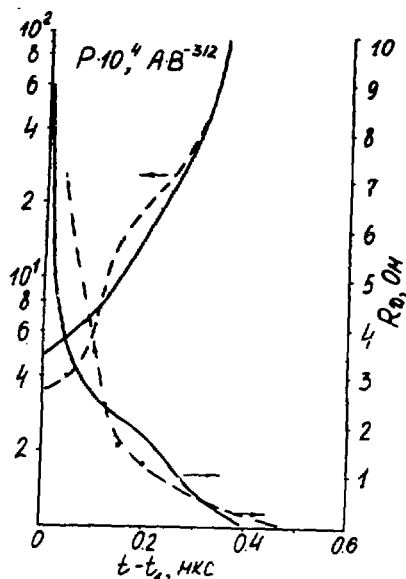


Рис.4. Кривые изменения во времени первеанса и сопротивления диода. Сплошные линии — расчетные, штриховые — экспериментальными

В дальнейшем скорость закорачивания зазора диода увеличивается и превосходит расчетное значение. Предположительно это может быть объяснено двумя факторами. Во-первых, появление с некоторой задержкой анодной плазмы, которое увеличивает суммарную скорость переключения катода и анода. А во-вторых, влиянием на начальную стадию формирования электронного пучка разрядника S_2 . В самом деле, при численном моделировании вольт-амперная характеристика этого разрядника не учитывается, в то же время в эксперименте на начальном этапе коммутации достаточно большое сопротивление разрядника S_2 уменьшает напряжение на зазоре диода.

Обращает внимание, что при $t = t_1$ расчетное значение первеанса P больше, чем экспериментальное, примерно на 20-25%. По-видимому, это обусловлено тем что после взрыва микроострий в течение некоторого времени эффективная поверхность плазмы, с которой происходит эмиссия электронов, меньше полной поверхности катода.

Согласно принятой в расчетах модели диода формирование электронного пучка определяется двумя факторами: изменением напряжения, приложенного к зазору диода, и движением плазмы между катодом и анодом, уменьшающим зазор. При этом зависимость тока пучка от зазора согласно (9) более сильная, чем от поданного напряжения. В течение формирования переднего фронта импульса напряжения на зазоре диода ($U_d > 0$) эти два фактора действуют в одном направлении. Причем, чем больше скорость закорачивания зазора, тем больше скорость нарастания тока в диоде. После достижения максимума U_d^m напряжение на зазоре диода снижается ($\dot{U}_d < 0$), однако ток пучка продолжает нарастать, пока $U_p > U_d$, но уже с уменьшающейся скоростью. При $U_p = U_d$ ток в диоде достигает своего максимального значения ($I_d = I_d^m$). Пока $\dot{U}_d < 0$ и $U_p < U_d$ снижение напряжения на зазоре диода и закорачивание зазора конкурируют. Поэтому, чем больше скорость движения плазмы в зазоре принимается при численном моделировании, тем медленнее спадает ток в диоде. Поскольку на этой стадии $\dot{U}_d = \dot{U}_p$, возможен режим, в котором еще до закорачивания зазора снова выполняется соотношение $I_d = 0$ и $U_d = U_p$ свидетельствующие о том, что ток пучка проходит через минимальное значение $I_d = I_{d\min}$ и в дальнейшем вновь возрастает, если

$$\dot{U}_d < 0.75 U_d / d(t).$$

В этом случае переход к разряду на постоянную индуктивность после переключения катода и анода происходит гладко.

3. ЧИСЛЕННАЯ ОПТИМИЗАЦИЯ ХАРАКТЕРИСТИК ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА

В зависимости от цели применения СВУ возможны различные критерии оптимизации параметров пучка. Общей характеристикой СВУ в любом режиме является к.п.д. передачи энергии в пучок из первичного накопителя - конденсаторной батареи, равный

$$\eta_d = \frac{W_d}{W_0} = \frac{1}{W_0} \int_{t_1}^{t_d} I_d U_d d\tau, \quad (12)$$

и мощность $P = I_d \cdot U_d$.

Представляет интерес также эффективность преобразования магнитной энергии, запасаемой в индуктивности накопительного контура в максимуме тока I_1^m , в энергию электронов пучка

$$\eta_H = \frac{W_D}{W_M} = \frac{2 W_D}{L_d (I_1^m)^2} \quad (13)$$

Следует подчеркнуть принципиальное отличие процессов передачи энергии в чистоиндуктивную нагрузку и электронный пучок. В первом случае значение тока в нагрузке полностью определяет энергию, переданную в нее к любому моменту времени. Иная ситуация создается при передаче энергии электронному пучку, генерируемому в вакуумном диоде. В этом случае, как видно из (10), величина η_D зависит от процессов в электрической цепи СЗУ, включая размыкатель, от напряженности электрического поля и динамики движения плазмы в зазоре диода.

С точки зрения процессов, протекающих в электрической цепи СЗУ, вакуумный диод отличается от индуктивной нагрузки наличием в начальный момент большого сопротивления R_D (см. (9)), уменьшающегося в процессе генерации пучка (см. рис. 4).

Как видно по траектории границы конденсированной фазы W в размыкателе $x_2 = X(t)$ (рис. 5) и кривым изменения напряжения на размыкателе U_p подключение диода, обладающего большим сопротивлением в начальный момент, уменьшает влияние индуктивности нагрузки на скорость ЭВФ. По этой причине подключение диода в меньшей степени сказывается на величине амплитуды импульса напряжения на размыкателе по сравнению со случаем чистоиндуктивной нагрузки. Очевидно, что, чем больше сопротивление диода по сравнению с сопротивлением размыкателя, тем меньше его влияние на ЭВФ. По мере уменьшения R_D в процессе генерации пучка влияние индуктивности L_D на ЭВФ в размыкателе увеличивается. Если подключение диода происходит при $U_p' \gg U_0$ (в экспериментах на "Мрэн" обычно $U_p'/U_0 \geq 4$), его можно приближенно описать параметром

$$A_1 = \frac{L_0 \cdot L_D I_1^2(t_1)}{(L_0 + L_D) \cdot m_0 [1 - x_2(t_1)] \lambda_{\text{эфф}}} \quad (14)$$

характеризующим отношение энергии, которая может быть введена в ВФ после подключения диода из индуктивности накопительного контура, к энергии, необходимой для полного испарения оставшейся к этому моменту массы ВФ. Здесь $I_1(t_1)$ - полный ток в цепи СВЧ к моменту подключения диода; m_0 - начальная масса ВФ; $x_1(t_1)$ - координата границы конденсированной фазы ВФ к началу коммутации; $\lambda_{пер}$ - скрытая теплота парообразования.

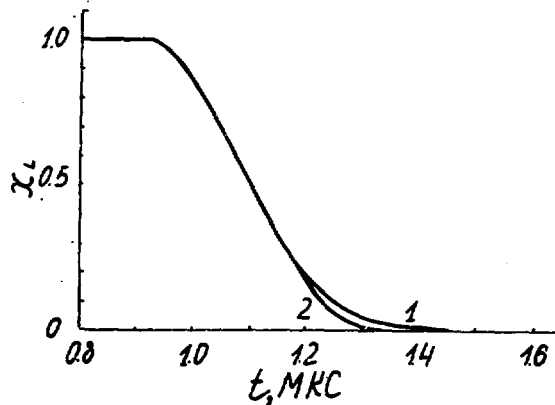


Рис.5. Траектории границы конденсированной фазы ВФ в размыкателе при подключении индуктивной нагрузки (кривая 1 и диеда кривая 2)

С точки зрения коммутации оптимальным является режим, в котором $A_1 \approx I$, поскольку в этом случае наблюдается и быстрое выключение тока в размыкателе и наименьшее скалывание напряжения на нем. При $A_1 \ll I$ (случай больших ℓ) и $A_1 \gg I$ (случай малых ℓ) не происходит полного выключения тока в размыкателе за время существования электронного пучка вследствие незавершения ЭВФ в первом случае и развития ионизационных процессов во втором.

На рис.6 приведены результаты поиска оптимального режима, в котором значение W_p является максимальным, путем изменения размеров ВФ в размыкателе. Как можно видеть, максимальный к.п.д. передачи энергии в пучок из конденсаторной батареи на ускорителе "Ирэн" при $U_0 = 80$ кВ по данным расчетов порядка 7%. В этом режиме максимальный ток пучка 100 кА при энергии электронов 180 кВ, а максимальная энергия электронов 280кэВ при токе 70 кА.

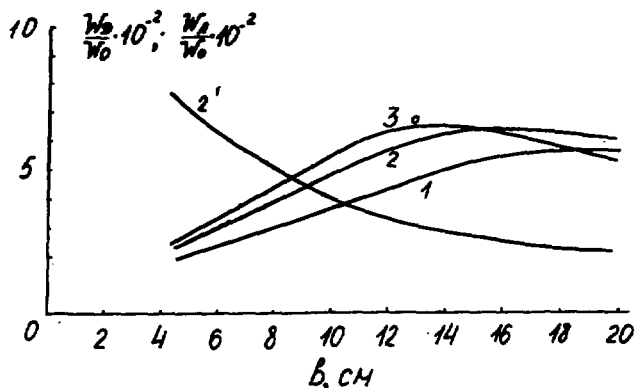


Рис.6. Кривые зависимости к.п.д. передачи энергии в пучок от размеров взрываемых фольг

Наибольшая эффективность использования энергии, запасенной в индуктивности первичного контура, относится к области малых сечений ВФ, в которой она достигает 9%. С увеличением площади поперечного сечения ВФ величина η_m уменьшается.

Результаты оптимизации параметров пучка по энергии электронов и максимальному току I_m^* представлены на рис.6. По данным расчетов максимальная энергия электронов в пучке при рассмотренных условиях ~ 400 кэВ, при этом ток в пучке ~ 50 кА и к.п.д. $\sim 4\%$. В режиме с наибольшим током пучка, который равен 120 кА, эффективность передачи энергии в пучок из конденсаторной батареи $\sim 6.5\%$, а максимальная энергия электронов в этом режиме 260 кэВ при токе 80 кА.

Подчеркнем, что эти параметры не являются предельными, поскольку при оптимизации не использовалась возможность изменения некоторых параметров электрической цепи СЗУ, например величины накопительной индуктивности L_1 и индуктивности конденсаторной батареи L_{01} , зазора между электродами диода и т.п.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработан метод расчета и проведено численное исследование СЭУ, в котором в качестве генератора мощных высоковольтных импульсов применяется индуктивно-емкостной накопитель с размыкателем тока, основанном на использовании электрического взрыва фольг, а для получения электронного пучка применяется плоский вакуумный диод со взрывоэмиссионным многоострийным катодом. Сравнение результатов расчета и эксперимента на ускорителе "Ирэн" показало вполне удовлетворительное согласие между ними.

Исследовано влияние вакуумного диода на ЭВФ в размыкателе после подключения. Показано, что подключение диода, обладающего в начальный момент большим сопротивлением, на начальном этапе выключения тока практически не сказывается на развитии ЭВФ, в том числе на напряжении, формирующемся на размыкателе при ЭВФ. В дальнейшем вследствие движения плазмы в зазоре диода импеданс уменьшается и режим коммутации приближается к режиму переключения тока в чистоиндуктивную нагрузку.

Приведены результаты оптимизации СЭУ путем изменения размеров ВФ по к.п.д., амплитуде тока пучка и наибольшей энергии электронов. По данным расчетов для ускорителя "Ирэн" максимальный к.п.д. порядка 7%, а максимальный ток в пучке 120кА, наибольшая энергия электронов 400 кэВ. Однако эти значения не являются предельными и могут быть увеличены за счет изменения некоторых параметров электрической цепи СЭУ (например, накопительной индуктивности L_1), доступных для варьирования в натуральных экспериментах.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Месяц Г.А. Генерирование мощных наносекундных импульсов. - М.: "Советское радио", 1974.
2. Бугаев С.П., Месяц Г.А. - В сб.: Мощные наносекундные импульсные источники ускоренных электронов. - Новосибирск, "Наука", 1974, с.5-22.
3. Бугаев С.П., Загулов Ф.Я., Литвинов Е.А., Месяц Г.А. - В сб.: Мощные наносекундные импульсные источники ускоренных электронов" - Новосибирск, "Наука", 1974, с.63-67.
4. Диденко А.Н., Григорьев В.П., Усов Ю.П. Мощные электронные пучки и их применение. - М.: Атомиздат, 1977.
5. Ковальчук Б.М., Котов Ю.А. - В сб.: Мощные наносекундные импульсные источники ускоренных электронов. - Новосибирск, "Наука", 1974, с.130-133.
6. Бакулин Ю.Д., Дьянов В.С., Ковалев В.П., Кормилицын А.И., Лаврентьев Б.Н., Лучинский А.В., Мартынов В.И. - ИТЭ, 1979, № 2, с.34-37.
7. Андресен А.Б., Бурцев В.А., Водовозов В.М., Дроздов А.А. - Письма в ИТФ, 1979, т.5, № 3, с.172-175.
8. Andrezen A.B., Burtsev V.A., Vodovozov V.M., Drozdov A.A. Kalinin N.V., Komarov O.L. 2 Proc. 3-rd Intern. Top. Conf. on High Power Electron and Ion Beam. July 3-6, Novosibirsk, 1979.
9. Смирнов В.П. Импульсные сильноточные ускорители электронных пучков. - М.: ИАЭ-2771, 1977.
10. Рухадзе А.А., Богданкевич Л.С., Росинский С.Е., Рухлин В.Г. Физика сильноточных релятивистских электронных пучков. - М.: Атомиздат, 1980.
11. Годяк В.А., Дубовой Л.В., Заблоцкая Г.Р. - ИЭТФ, 1969, т.57, с.1795.
12. Бурцев В.А., Калинин Н.В. Численное исследование передачи энергии из индуктивно-емкостного накопителя в индуктивную нагрузку при помощи электровзрывных размыкателей тока. - Л., 1981. - 45 с. (Препринт/НИИЭФА, К-0490).

В.А.Бурцев, Н.В.Калинин

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СИЛЬНОТОЧНОГО ЭЛЕКТРОННОГО УСКОРИТЕЛЯ
С ИНДУКТИВНО-ЕМКОСТНЫМ НАКОПИТЕЛЕМ ЭНЕРГИИ И ЭЛЕКТРОВЗРЫВНЫМ
ФОЛЬГОВЫМ РАЗМЫКАТЕЛЕМ ТОКА

Заказ № 193/227. Рукопись поступила на издание 2/III 1981 г.
Формат бумаги 60x90¹/16. Уч.-изд.л. 0,8. Отпечатано 200 экз.
Ротапринт НИИЭФА. Цена 8 коп. Индекс 3624. Т-22214 12/УП 1981г.

Ответственная за выпуск Л.И.Штукатурова

Индекс 3624