

04;05;10;12

Взаимодействие плотного длинноимпульсного электронного потока с факелом продуктов разрушения твердотельной мишени

© А.В. Архипов, Г.Г. Соминский

Санкт-Петербургский государственный технический университет,
195251 Санкт-Петербург, Россия
e-mail: arkhypov@twonet.stu.neva.ru, sominski@twonet.stu.neva.ru

(Поступило в Редакцию 6 декабря 2000 г.)

Представлены результаты экспериментального исследования процесса разрушения твердотельной мишени, подвергающейся воздействию плотного нерелятивистского электронного потока при плотности мощности энерговыделения до 20 MW/cm^2 в импульсах миллисекундной длительности, а также процесса транспортировки пучка к мишени в таких условиях.

Введение

Плотные электронные потоки традиционно используются в качестве эффективного инструмента для переноса энергии к твердотельным объектам и контролируемого ее выделения в приповерхностной области. Помимо "классических" приложений для электронно-лучевой сварки, резки, нетермической закалки металлов и сплавов, можно привести примеры попыток осуществления электронно-пучкового термоядерного синтеза, применения пучков для возбуждения ударных волн, получения интенсивного рентгеновского излучения и т.д. Наличие практических приложений стимулировало интенсивные исследования, проводившиеся для различных диапазонов значений плотности мощности, переносимой электронным потоком. Отметим, однако, что наиболее изученными оказались "крайние" случаи. Один из них типичен для технологических приложений: соотношение плотности энерговыделения и размера облучаемой области таковы [1–3], что при плавлении и испарении обрабатываемого материала плотность паров перед мишенью не настолько велика, чтобы существенно затруднять транспортировку электронов к поверхности. С другой стороны, для работ по инерциальному термоядерному синтезу [4,5] типичны столь большие плотности мощности, что все вещество мишени быстро (за несколько наносекунд или быстрее) переводится в состояние горячей сверхплотной высокоионизованной плазмы, которая и поглощает энергию электронов.

Процессы, развивающиеся при "промежуточных" значениях плотности переносимой пучком мощности, исследовались не столь интенсивно. Практическая потребность в их изучении появилась в начале 90-х г. в связи с возможным развитием ряда новых приложений, таких как электронное абляционное ускорение макрочастиц до сверхвысоких скоростей [6,7], в том числе для питания и диагностики крупных токамаков [8,9], а также моделирование процессов на первой стенке и диверторе таких токамаков при срыве разряда [10,11]. Типичной для этих приложений является величина плотности переносимой пучком мощности порядка единиц или десятков

MW/cm^2 при нерелятивистской энергии электронов и миллисекундной длительности импульсов тока. В таких условиях перед поверхностью формируется слой паров и других продуктов ее разрушения, способный существенно ослаблять поток электронов. Пары могут быть в большей или меньшей степени ионизованными как термически, так и в результате парного взаимодействия атомов с электронным пучком. Большая длительность импульсов облучения обуславливает существенную роль "медленных" процессов: теплопроводности, диффузии, расширения паров в вакуум и т.д. Поскольку теоретическое описание неравновесных систем, включающих в себя твердое тело, электронный поток и многокомпонентную плазму, является крайне сложной задачей, экспериментальное исследование закономерностей взаимодействия твердотельной мишени и электронного потока в указанном диапазоне его параметров представляется актуальным.

Экспериментальная аппаратура и методики

Представляемые экспериментальные результаты были получены с использованием ЭВП Санкт-Петербургского государственного технического университета [12–15]. Схема экспериментального прибора приведена на рис. 1. Электронный пучок с энергией электронов до 45 keV и током до 5 А формировался пушкой Пирса, транспортировался в магнитном поле импульсного соленоида через дрейфовый канал и затем осаждался на твердотельную мишень в режиме длинных (от десятков до тысяч микросекунд) разовых импульсов.

Одной из наиболее серьезных технических проблем, встретившихся при выполнении работы, было обеспечение электрической прочности высоковольтного промежутка электронной пушки в присутствии паров и плазмы, образующихся при интенсивном разрушении мишени. Решение этой проблемы было найдено эмпирически.

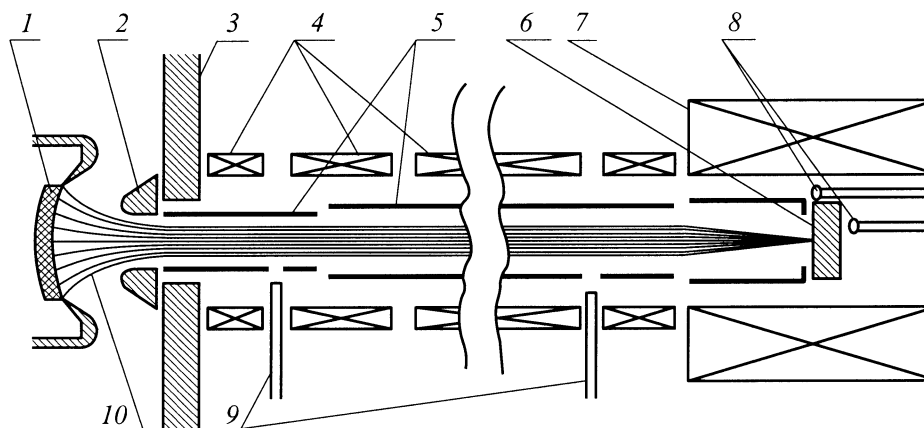


Рис. 1. Схема экспериментального прибора ЭПВП: 1, 2 — катод и анод электронной пушки; 3 — магнитный экран; 4 — соленоид канала транспортировки; 5 — секции канала транспортировки; 6 — мишень; 7 — соленоид мишени; 8 — датчики рентгеновского излучения; 9 — датчики оптического излучения (световоды); 10 — электронный пучок.

В первом варианте прибора распределение магнитного поля $B(z)$ в области электронной пушки регулировалось с помощью отдельного соленоида, расположенного вблизи плоскости анода. Целью проводившейся оптимизации было согласование электрических и магнитных силовых линий для минимизации потерь электронов при вступлении в канал транспортировки. Оказалось, однако, что достижение такого согласования приводит к обострению проблемы электрической прочности высоковольтного зазора пушки. И напротив, если магнитное поле пушечного соленоида компенсировало проникающее в пушку поле соленоида канала транспортировки, электрический пробой происходил при больших значениях энергетической нагрузки на мишень. Это наблюдение показало, что магнитноэкранированная пушка лучше защищена от проникновения в нее плазмы со стороны мишени поперечными (радиальными) компонентами \mathbf{V} в переходной области, где магнитные силовые линии выходят на стенки канала транспортировки пучка, направляя туда и распространяющуюся плазму. Поэтому при модернизации экспериментального прибора между пушкой и каналом транспортировки был помещен толстый (40 мм) ферромагнитный экран с отверстием большего диаметра (20 мм), что обеспечивало относительно медленное нарастание магнитного поля вдоль оси z и, как следствие, большую протяженность переходной области. Это новшество улучшило электрическую прочность системы, хотя и создало некоторые дополнительные проблемы: заметная часть пучка могла теряться при вступлении в канал. Были предприняты меры и для защиты пушки от нейтральной компоненты факела продуктов разрушения мишени. Мишень была отнесена на большое расстояние (около 1 м), что при использовании мишеней из тугоплавких материалов существенно понизило концентрацию нейтральной компоненты паров вблизи пушки.

Результатом внесения описанных корректив в конструкцию экспериментального прибора, подбора оптимальных режимов его работы, а также тренировки

подлежащих интенсивной бомбардировке элементов электронно-оптической системы (подробнее см. в [14,15]) стало преодоление пробоев в электронной пушке. Максимальная длительность импульса тока пучка оказалась ограниченной лишь возможностями системы питания соленоидов (~ 5 мс). Сочетание электростатической фокусировки в пушке и дополнительного сжатия магнитным полем обеспечивало компрессию электронного потока по площади до ~ 1500 . Таким образом, при достаточно скромных значениях тока пучка и ускоряющего напряжения удалось получить высокие значения удельных энергетических характеристик: плотность мощности энерговыделения на мишени достигала 20 MW/cm^2 , а полная плотность энергии за импульс — десятков kJ/cm^2 .

При работе с прибором ЭПВП для получения информации о параметрах создаваемого электронного потока и о его взаимодействии с формирующейся в объеме прибора средой фиксировались токи электродов, сигналы расположенных на различных участках дрейфого канала датчиков оптического излучения, а также сигналы датчиков мягкого рентгена из окрестности мишени. Динамика процесса разрушения мишени изучалась путем регистрации формы и размеров кратеров (рис. 2), получаемых в результате воздействия единичных импульсов тока различной длительности τ_0 . Для этого перед каждым "выстрелом" производилось перемещение области облучения по поверхности образца изменением наклона оси соленоида 7 (рис. 1).

Большая часть представленных ниже результатов была получена для графитовых мишеней. Такой выбор объекта исследований был обусловлен как широтой применения углеродных материалов при изготовлении подвергающихся высоким энергетическим нагрузкам электродов, так и удобством работы с ним: графит нетоксичен, не вызывает необратимого отравления катодов, имеет низкую упругость паров и не образует жидкой фазы.

Экспериментальные результаты и их обсуждение

1. Динамика разрушения мишени в режиме малых токов. В ходе работы проводились измерения зависимости массы M вещества, покинувшего мишень за один импульс электронного облучения, от величины энергии, перенесенной электронным потоком в данном импульсе,

$$w = U_0 I \tau_0, \quad (1)$$

где U_0 — ускоряющее электроны напряжение, I — ток достигавшей мишени части пучка; при заданных величинах U_0 и I изменение дозы энергии в импульсе производилось регулированием его длительности.

Разрушение графитовой мишени начиналось при весьма низких значениях плотности энерговыведения на ее поверхности — $\sim 10 \text{ J/cm}^2$. На типичном графике зависимости $M(w)$ (рис. 3) можно выделить 2 практически прямолинейных участка, разделенных характерным изломом при $w = w_t$. При $w < w_t$ толщина слоя покинувшего мишень вещества d_p слабо зависела от дозы облучения и составляла $5 \cdot 30 \mu\text{m}$ для всей облучаемой электронами поверхности (рис. 2, *a*). Эта величина сопоставима с глубиной проникновения электронов в мишень: приведенные в работе [3] эмпирические формулы после подстановки соответствующих условиям эксперимента численных значений дают $\sim 5 \mu\text{m}$ для средней глубины проникновения и $\sim 15 \mu\text{m}$ для максимальной. Вид рельефа образующейся поверхности графита свидетельствовал о том, что вещество уходило с нее целыми

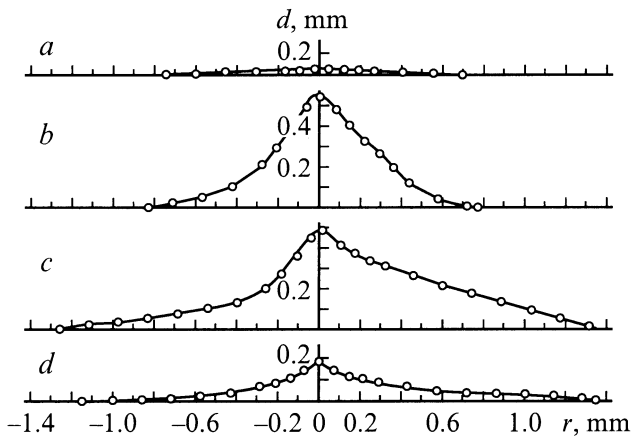


Рис. 2. Типичные формы кратеров, получаемые в результате воздействия одиночного импульса электронного потока в различных режимах испарения. $U_0 = 36 \text{ kV}$ и $B = 0.8 \text{ T}$. *a* — доза облучения недостаточна для начала испарения ($I = 0.8 \text{ A}$, $\tau_0 = 0.24 \text{ ms}$, $w = 6.9 \text{ J}$, $M = 31 \mu\text{g}$); *b* — ток пучка ниже порога разряда ($I = 0.38 \text{ A}$, $\tau_0 = 1.6 \text{ ms}$, $w = 21.6 \text{ J}$, $M = 323 \mu\text{g}$); *c* — мишень экранирована разрядом ($I = 0.96 \text{ A}$, $\tau_0 = 1.6 \text{ ms}$, $w = 56.2 \text{ J}$, $\eta_i \approx 1.8$, $M = 908 \mu\text{g}$); *d* — степень экранирования мишени велика ($I = 2.6 \text{ A}$, $\tau_0 = 1.45 \text{ ms}$, $w = 135 \text{ J}$, $\eta_i \approx 10$, $M = 240 \mu\text{g}$).

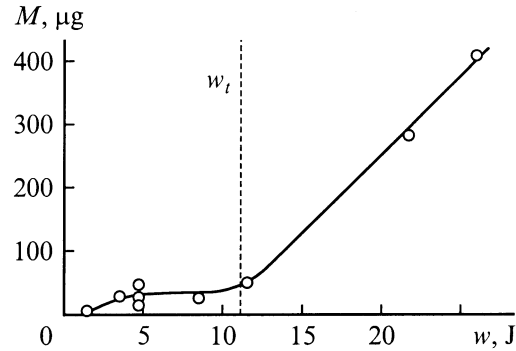


Рис. 3. Зависимость массы покинувшего графитовую мишень вещества от энергии в импульсе облучения электронным потоком в отсутствие разряда.

зернами, микрокристаллами. Мы считаем, что при малой плотности энергетической нагрузки уход вещества с мишени был обусловлен растрескиванием поверхностного слоя за счет неоднородного теплового расширения [11] и лишь при $w > w_t$ вещество начало испаряться, что и определяло излом характеристики $M(w)$. Интенсивное испарение происходит лишь после прогрева поверхностного слоя толщиной d_t до критической температуры: для графита это $\sim 4000 \text{ K}$ [16], для металлов — температура тройной точки. Это происходит при

$$w = w_t \approx d_t S \cdot \rho c_p \Delta T, \quad (2)$$

где S — площадь облучаемой области, ρ — плотность материала мишени, c_p — его теплоемкость и ΔT — разность критической и комнатной температур.

Определяемая из графиков величина пороговой дозы w_t дает возможность оценить d_t . Получаемые таким образом значения ($d_t \geq 100 \mu\text{m}$) существенно превосходят расчетную глубину проникновения электронов и зависят от плотности мощности энерговыведения. Они близки к характерному пространственному масштабу теплопроводности $(\sigma_t \tau)^{1/2}$, где σ_t — температуропроводность, τ — время достижения дозы w_t при данных параметрах электронного потока.

Угол наклона зависимости $M(w)$ на участке $w > w_t$ соответствует удельному расходу энергии на разрушение графита $\sim 40 \text{ kJ/g}$, или 5 eV/atom , что находится в хорошем соответствии с результатами термодинамического рассмотрения, проведенного в [17,18], где показано, в частности, что вскоре после начала испарения в системе пар–твердое тело устанавливается неизменное во времени распределение всех количественных характеристик, в том числе температуры, в системе отсчета, связанной с границей раздела фаз. Это происходит в результате выравнивания скоростей волны теплопроводности и перемещения границы фаз. В результате теплопроводность перестает оказывать влияние на величину удельных энергозатрат на испарение и масса испаряющегося за единицу времени вещества (графита) оказывается связанной с

мощностью источника энерговыделения P (в случае электронного потока $U_0 I$) простым соотношением

$$dM/dt = P/(\Delta H_{\text{subl}} + c_p \Delta T) \quad (3)$$

или

$$M = (w - w_i)/(\Delta H_{\text{subl}} + c_p \Delta T), \quad (4)$$

где H_{subl} — удельная энергия сублимации графита.

Поскольку слагаемое, определяющее собственно затраты на сублимацию, оказывается основным, можно ожидать, что

$$dM/dw \approx 1/\Delta H_{\text{subl}}. \quad (5)$$

Известно, однако, что для графита величина ΔH_{subl} определена неоднозначно [11]: она составляет 59 kJ/g, если углерод покидает поверхность в виде атомов, и лишь 30 kJ/g при испарении в виде трехатомных агрегаций. Полученное в эксперименте значение dw/dM лежит приблизительно посередине между этими величинами, возможно, из-за сложного состава образующихся паров.

Явление растрескивания поверхностного слоя, определяющее разрушение мишени при малых дозах энерговыделения, после начала испарения перестает быть существенным. Это можно объяснить, например, малой величиной времени испарения разрушенного слоя толщины d_p (считаем, что $d_p > d_i$)

$$\tau_p \approx d_p S \rho \Delta H_{\text{subl}} / P, \quad (6)$$

что для условий эксперимента составляет несколько микросекунд. За это время "порошок" не успевает покинуть облучаемую электронами область и вплоть до своего полного испарения препятствует поступлению энергии к последующим слоям мишени, поэтому снижения удельной энергии разрушения вещества не происходит.

Хорошее совпадение экспериментального значения dM/dw с предсказаниями термодинамической теории позволяет утверждать, что в данном случае мы вообще не наблюдали существенной экранировки мишени продуктами ее разрушения, несмотря на то, что концентрация испаренного вещества перед мишенью была весьма высокой. Ее можно оценить как

$$n_0 P N_A / \mu S v_j \Delta H_{\text{subl}}, \quad (7)$$

где N_A — число Авогадро, μ — молярная масса вещества, v_j — скорость истечения паров.

Согласно [17,18], скорость истечения чрезвычайно слабо зависит от параметров источника энерговыделения и в широком диапазоне их значений практически равна тепловой скорости при критической температуре. Для графита при одноатомном испарении среднее значение нормальной компоненты скорости составляет $v_j \approx 3.5 \text{ km/s}$. Вблизи поверхности мишени, на расстоянии z менее размера облучаемой области r_0 , концентрация паров оказывается равной $n_0 \approx 5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ для максимально достигнутой в эксперименте плотностью энерговыделения. Если задаться простейшей

моделью разлета продуктов разрушения мишени (одноатомное испарение; изотропное расширение в телесный угол 2π ; высокая адгезия паров к поверхностям окружающих электродов; низкая степень их ионизации, исключая влияние магнитного поля), спад концентрации вещества с удалением от мишени при $z > r_0$ можно считать приблизительно квадратичным. В этих условиях полное количество испаренного вещества перед мишенью в установившемся режиме будет эквивалентно слою твердого тела толщиной $\sim 1 \mu\text{m}$, т.е. заметно меньше глубины проникновения электронов. Поэтому зафиксированное в эксперименте отсутствие экранирования мишени не вызывает удивления. Отметим, что существенное нарушение любого из перечисленных выше условий должно было привести к усилению степени взаимодействия пучка с парами и заметному поглощению его энергии, чего не наблюдалось.

2. Влияние разрядных явлений на транспортировку пучка и динамику разрушения мишени. Итак, в условиях проводившихся экспериментов нейтральная компонента струи продуктов разрушения мишени была недостаточно плотной для заметного изменения параметров проходящего электронного потока. Тем не менее эффективное экранирование мишени могло наблюдаться за счет пучка взаимодействия с ионизированной компонентой паров материала мишени в случае развития в системе высокочастотного разряда. Величина порогового тока пучка I^* , обеспечивавшего зажигание такого разряда, зависела от энергии электронов, величины и распределения магнитного поля (определявших площадь облучаемой области) и материала мишени. Например, для графита при $eU_0 = 36 \text{ keV}$ и $B = 0.8 \text{ T}$ (что соответствовало $r_0 \approx 1 \text{ mm}$) величина I^* составляла $\sim 0.8 \text{ A}$, тогда как при $B = 0.4 \text{ T}$ ($r_0 \sim 1.5\text{--}2 \text{ mm}$) — около 1.5 A . Типичные осциллограммы, полученные в режиме $I > I^*$, приведены на рис. 4. В течение достаточно длительного времени ($\tau^* = 30\text{--}1000 \mu\text{s}$ в зависимости от условий) сигналы оставались постоянными во времени. Затем происходило перераспределение токов,

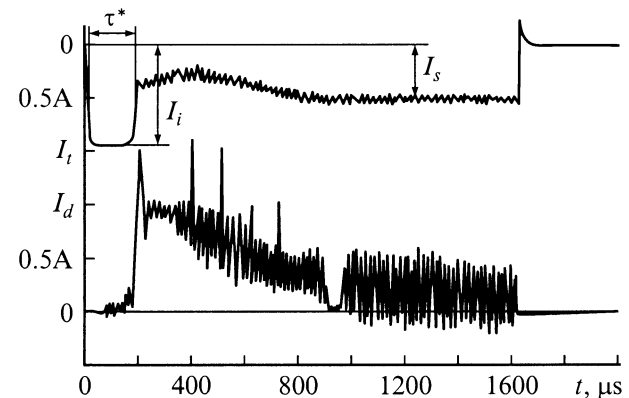


Рис. 4. Типичные временные зависимости токов мишени I_t и канала транспортировки I_d при развитии экранирующего мишенью разряда.

завершавшееся достижением нового квазистационарного состояния, характеризовавшегося появлением на всех токовых сигналах значительных шумовых составляющих с частотами от 1 МГц и выше и приходом на электроды большого количества медленных частиц с энергией не более нескольких eV. Ток положительных ионов на стенке канала транспортировки мог в несколько раз превышать ток инжектируемого пучка. Медленные плазменные электроны уходили из объема прибора вдоль линий магнитного поля — на магнитный экран. В течение переходного процесса датчики интегрального светового потока регистрировали распространение плотной плазмы вдоль канала транспортировки со скоростью $\sim 10^6$ см/с, причем момент прихода ее фронта к электронной пушке приблизительно соответствовал времени установления квазистационарного состояния.

Представленная совокупность наблюдений позволяет интерпретировать наблюдаемое явление как пучково-плазменный разряд в ионизуемом пучком факеле продуктов разрушения мишени. Несоответствие между моментами начала интенсивного испарения мишени w_t/U_0I и зажигания разряда τ^* можно объяснить тем, что для зажигания разряда необходимо формирование перед мишенью досточно протяженной плазмы с благоприятной для взаимодействия с волной электронного потока величиной концентрации (порядка концентрации электронов в пучке) и не слишком большим ее градиентом, для чего пары должны были распространяться с тепловой скоростью по крайней мере на несколько сантиметров от мишени.

Потери энергии пучка при его транспортировке через область разряда были существенными и возрастали с увеличением тока. На рис. 5 приведена зависимость стационарного значения тока достигающей мишени части пучка I_s от сохранявшейся практически неизменной в течение импульса величины инжектируемого электронной пушкой тока I_i . При превышении инжектируемым током порогового значения I^* ток, достигающий мишени в квазистационарном состоянии, скачком падал в несколько раз и при дальнейшем росте I_i продолжал снижаться,

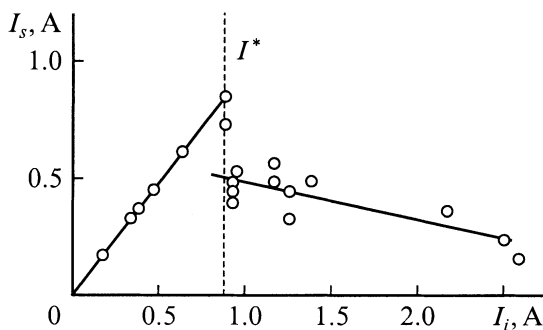


Рис. 5. Зависимость тока электронного пучка, достигающего мишени в стационарном состоянии I_s , от величины инжектируемого тока I_i . В отсутствие разряда (при $I < I^*$) эти токи совпадают.

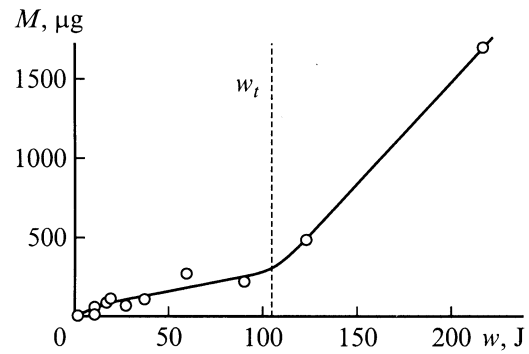


Рис. 6. Зависимость $M(w)$ для меньшего магнитного поля ($B = 0.4$ Т) и тока пучка, превышающего пороговый ток разряда на 5–10%.

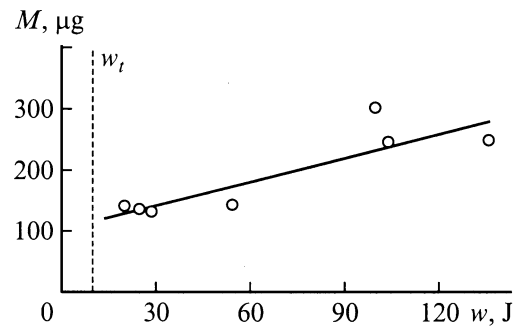


Рис. 7. Зависимость $M(w)$ для $B = 0.8$ Т и токов пучка, существенно (в 1.8–2.6 раза) превышающих пороговый ток разряда.

т. е. потери тока в развивающемся разряде росли с I_i быстрее, чем линейно. В импульсах, характеризовавшихся большим коэффициентом потерь тока $\eta_l = I_i/I_s$, падение рентгеновского сигнала из окрестности мишени η_r было еще более значительным ($\eta_r > \eta_l$), что может быть объяснено уменьшением средней энергии достигающих мишени электронов.

Экранирование мишени при развитии разряда сказывалось и на динамике ее разрушения. На рис. 6 представлена зависимость $M(w)$, полученная при пониженном магнитном поле $B = 0.4$ Т и токе пучка I_i , превышавшем пороговый ток разряда I^* (равный в данном случае ~ 2 А) приблизительно на 5–10%, что соответствовало коэффициенту потерь тока $\eta_l = 1.5$ –2. Для вычисления дозы облучения w использовано значение инжектируемого тока I_i . Форма зависимости подобна приведенной на рис. 3, но угол ее наклона при $w > w_t$ соответствует значению $dw/dM \approx 80$ кДж/г, т. е. эффективность испарения также снизилась приблизительно вдвое. На рис. 7 показаны аналогичные данные, полученные при $B = 0.8$ Т для $1.5I^* < I < 2.6I^*$. По сравнению со случаем, представленным на рис. 3, удельные энергозатраты на испарение dw/dM при $w > w_t$ возросли здесь существенно — в 10–20 раз.

Другой отличительной особенностью транспортировки пучка при развитии разряда были увеличение размера кратера и возрастание степени его асимметрии (кривые c и d на рис. 2), а иногда даже кольцевая форма получаемых отпечатков [13]. Эти явления могут быть объяснены снижением эффективности магнитного удержания пучка в присутствии высокочастотных полей разряда. Кроме того, электроны периферии потока достигали мишени с большей вероятностью и переносили на нее большую энергию, чем осевые электроны, для которых траектория движения к мишени проходит через центральную область разряда. Можно предположить, что при использовании электронного потока большего поперечного сечения (при сохранении его плотности и энергии частиц и увеличении полного тока) мы наблюдали бы еще более эффективную экранировку мишени разрядом за счет снижения относительного вклада периферийных областей.

3. Эксперименты с металлическими мишенями. Помимо описанных выше экспериментов с графитом были предприняты попытки провести аналогичные исследования с металлическими (медными) мишенями. Как и предполагалось, наличие у металла жидкой фазы существенно затруднило применение использовавшихся методов регистрации динамики кратерообразования. Получавшиеся кратеры были окружены "бруствером", объем которого мог в несколько раз превышать объем покинувшего мишень вещества, что снижало точность измерения последнего. Кроме того, значительная часть вещества покидала мишень в виде капель размером до нескольких десятых миллиметра. Такие капли обнаруживались по всей длине канала транспортировки, что указывает на достаточно высокую скорость их разлета. Соответственно количество уходящего с мишени вещества в несколько раз превышало оценочные значения, получаемые по формуле (4).

Закономерности транспортировки электронного потока при работе с металлической мишенью качественно не отличались от тех, что наблюдались для графита. Здесь также при превышении током порогового значения I^* развивался пучково-плазменный разряд, поглощавший значительную часть энергии первичного потока, но величина I^* для меди при прочих равных условиях оказалась ниже.

Заключение

Таким образом, одним из основных результатов данной работы можно считать создание электронного потока с высокими значениями дифференциальных энергетических параметров (плотность мощности до 20 MW/cm^2 и плотность энергии, переносимой в разовом миллисекундном импульсе до 100 kJ/cm^2) поддерживавшимися в условиях воздействия продуктов разрушения мишени на систему формирования пучка. Проведенные исследования физических процессов развивающихся при взаи-

модействии такого плотного длинноимпульсного пучка с мишенью, позволили выявить следующие закономерности.

Стационарное состояние такого взаимодействия устанавливается в течение десятков или даже сотен микросекунд. Столь высокие значения временных задержек могут определяться тепловыми процессами в приповерхностных слоях мишени либо движением испаряющихся с поверхности частиц на расстояния характерного геометрического масштаба, например диаметра пучка или длины прибора.

Единственным явлением, существенно препятствовавшим транспортировке пучка к мишени в условиях эксперимента, был пучково-плазменный разряд в потоке испаренного вещества, вызывавший эффективное (до 90–95%) поглощение энергии электронного потока.

При токе пучка ниже порогового тока разряда транспортировка пучка к мишени происходила без заметных потерь, даже в условиях, когда скорость испарения (т.е. скорость движения границы раздела твердой и газовой фаз в глубь мишени) достигала $0.1–1 \text{ m/s}$, а концентрация паров перед мишенью — $3 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$.

При взаимодействии электронного пучка с металлической мишенью существенную роль в разрушении мишени играла динамика заполняющего кратер расплава.

Работа была поддержана средствами грантов РФФИ (№ 98-02-18323) и Минобразования РФ (грант конкурса 1997 г. в области ядерной техники и физики ионизирующих излучений).

Список литературы

- [1] Башенко В.В. Электронно-лучевые установки. Л.: Машиностроение, 1972. 240 с.
- [2] Шиллер З., Гайзиг И., Панцер З. Электронно-лучевая технология. М.: Энергия, 1980. 540 с.
- [3] Аброян И.А., Андронов А.Н., Титов А.И. Физические основы электронной и ионной технологии. М.: Высшая школа, 1984. 320 с.
- [4] Генерация и фокусировка сильноточных релятивистских электронных пучков / Под ред. Л.И. Рудакова. М.: Энергоатомиздат, 1990. 280 с.
- [5] Смирнов В.П. // ПТЭ. 1977. № 2. С. 7–31.
- [6] Линхарт Дж. Физика высоких плотностей энергии. М.: Мир, 1974. С. 171–187.
- [7] Бункин Ф.В., Прохоров А.М. // УФН. 1976. Т. 119. № 3. С. 425–446.
- [8] Milora S.L. // J. Vacuum Sci. and Technology A. 1989. Vol. 7. P. 925–937.
- [9] Кутеев Б.В. // ЖТФ. 1999. Т. 69. Вып. 9. С. 63–67.
- [10] Bazylev B., Landman L., Wurz H. // Мат. конф. "Физика и техника плазмы". Минск, 1994. С. 451–452.
- [11] Engelko V., Andreev A., Komarov O. et al. // Proc. 11th Intern. Conf. on High-Power Particle Beams. Prague, 1996. Vol. II. P. 793–796.
- [12] Архипов А.В., Соминский Г.Г. // Письма в ЖТФ. 1994. Т. 20. Вып. 11. С. 6–10.

- [13] *Arkhipov A.V., Sominski G.G.* // Proc. 11th Intern. Conf. on High-Power Particle Beams. Prague, 1996. Vol. 2. P. 789–792.
- [14] *Arkhipov A.V., Sominski G.G.* // Proc. 18th Intern. Symp. on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum. Eindhoven, 1998. Vol. 2. P. 762–764.
- [15] *Arkhipov A.V., Sominski G.G.* // IEEE Trans. on Dielectrics and Electrical Insulation. 1999. Vol. 6. P. 491–500.
- [16] Физические величины. Справочник / Под ред. И.С. Григорьева, Е.З. Мейлихова. М.: Энергоатомиздат, 1991. 1232 с.
- [17] *Немчинов И.В.* // ПММ. 1967. Т. 31. № 2. С. 300–319.
- [18] *Афанасьев Ю.В., Крохин О.Н.* Физика высоких плотностей энергии. М.: Мир, 1974. С. 311–353.