

УДК 533.9.082

## Физические процессы, протекающие при взаимодействии импульсных ионных и плазменных потоков с поверхностью мишени в рабочей камере установки "Плазменный фокус"

В. А. Грибков, А. С. Демин, Е. В. Демина, А. В. Дубровский, Л. Карпинский,  
С. А. Масляев, В. Н. Пименов, М. Падух, М. Шольц

*Экспериментально исследована динамика воздействия мощных потоков плотной горячей плазмы и импульсных потоков быстрых ионов, генерируемых в установках типа "Плазменный фокус" (ПФ), на твердотельные проводящие мишени в виде пластины и трубы, соответственно, нормально и аксиально располагаемые в катодной части ПФ по отношению к оси Z. Изучен разлет вторичной плазмы, образующейся на поверхности мишени. Выявлено ударно-волновое воздействие на плоские мишени, осуществляемое пучком быстрых ионов высокой мощности.*

PACS: 52.38.Ph

*Ключевые слова:* плазма, поток, ион, плазменный фокус, твердотельная мишень, взаимодействие.

### Введение

В экспериментах, результаты которых изложены в работах [1—6], было показано, что облучение твердотельных мишеней импульсными потоками быстрых ионов (ИПИ) и высокотемпературной плазмой (ВТП) в установках типа плазменных ускорителей позволяет осуществлять мощное воздействие на их поверхностный слой (ПС), изменять его состав, структуру и свойства. Обеспечение максимальных значений потоков указанных видов излучения позволяет проводить испытания материалов, кандидатных для использования в реакторах управляемого ядерного синтеза обоих ви-

дов — с магнитным и с инерциальным удержанием плазмы (МУП и ИУП, соответственно).

Отметим, что использование для этих задач ускорительной установки типа ПФ позволяет генерировать *направленные* потоки быстрых ионов с энергией  $E_i \sim 100$  кэВ и плазмы с температурой  $T_{pl} \sim 0,1—1,0$  кэВ особо высокой мощности (до  $P \sim 10^{11}$  Вт/см<sup>2</sup>). Это дает возможность применять устройства типа ПФ с относительно низким энергопитанием (5—500 кДж) в сравнении с полномасштабными прототипами реакторов указанного типа для моделирования условий на первой стенке последних [7, 8], причем именно теми же видами излучений и с такими же параметрами.

В то же время при оптимальном выборе режима облучения можно получать модифицированный ПС с улучшенными механическими и коррозионными свойствами, а также с более высокой радиационной стойкостью облучаемого материала. В работах [9, 10] было впервые показано, что, используя установку ПФ, можно модифицировать не только наружный ПС обрабатываемого изделия, но и его труднодоступные участки. В частности, на примере облучения шестигранных полых труб, изготовленных из малоактивируемой аустенитной стали и располагаемых вдоль оси камеры ПФ напротив анода, была продемонстрирована возможность создания упрочненного модифицированного ПС не только вдоль наружной поверхности, но и во внутренней, причем достаточно протяженной полости трубы. Происходящие при этом изменения структурно-фазового состояния сплава и топологии облученной поверхности в сочетании с возможностью ионно-плазменного легирования поверхностных слоев открывают новые

Грибков Владимир Алексеевич<sup>1,2,4</sup>, ведущий научный сотрудник.

Демин Александр Сергеевич<sup>1,3</sup>, младший научный сотрудник.

Демина Елена Викторовна<sup>1</sup>, ведущий научный сотрудник.

Дубровский Александр Владимирович<sup>1,4</sup>, старший научный сотрудник.

Карпинский Леслав<sup>2</sup>, руководитель отдела.

Масляев Сергей Алексеевич<sup>1</sup>, старший научный сотрудник.

Пименов Валерий Николаевич<sup>1</sup>, зав. лабораторией.

Падух Мариан<sup>2</sup>, руководитель группы.

Шольц Марек<sup>2</sup>, зам директора института.

<sup>1</sup>Институт металлургии и материаловедения им. А. А. Байкова.

Россия, 119991, Москва, Ленинский просп., 49.

<sup>2</sup>Институт физики плазмы и лазерного микросинтеза.

Польша, 01-947, г. Варшава, ул. Геры, 23.

E-mail: lekapr@ifpilm.waw.pl

<sup>3</sup>Московский государственный индустриальный университет.

Россия, 115280, Москва, ул. Автостроительная, 16.

<sup>4</sup>Московское физическое общество.

Россия, 119991, Москва, Ленинский просп., 49.

E-mail: gribkovv@yahoo.com

Статья поступила в редакцию 30 июля 2010 г.

перспективы для улучшения механических и физико-химических свойств материала.

Цель настоящей работы — исследование физических процессов, протекающих при импульсном воздействии мощных потоков горячей плазмы и быстрых ионов на внутренний и наружный ПС стальных и медных труб. Эксперименты проведены при их аксиальном расположении в рабочей камере установки ПФ. Методика экспериментов, проводившихся на установке "Плазменный фокус" ПФ-1000, и режимы облучения изложены в работах [9, 10].

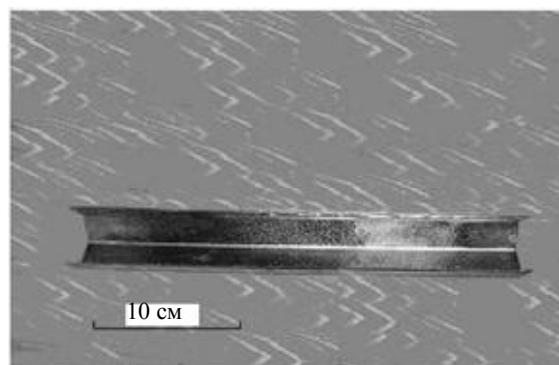
### Материалы и эксперимент

Вышеуказанная возможность обработки труднодоступных участков деталей (в нашем случае — внутренних поверхностей трубы) связана с тем обстоятельством, что в ПФ, в отличие от других применяемых в материаловедении плазменных устройств, генерируется плазма с очень высокой температурой (порядка  $10^6$  °С). Эта горячая плазма при своем распространении очень быстро расширяется (со скоростями порядка трансляционных скоростей плазменного сгустка, т. е.  $> 10^7$  см/с), заполняя указанные труднодоступные полости. При этом в случае осевого расположения трубы мощность облучения и, следовательно, степень радиационного воздействия на обе (внутреннюю и внешнюю) поверхности должны, очевидно, плавно уменьшаться по мере удаления участков трубы от анода камеры установки. Вместе с тем, в работе [10] отмечалось, что на внутренней поверхности облученной стальной трубы состава 10Cr12Mn20W имеется кольцевая зона шириной примерно 6 см с аномально высоким воздействием. Эта зона отстоит от "горячего" среза трубы на расстояние 22 см.

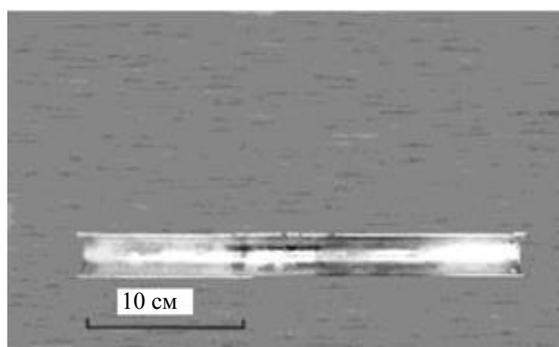
В данной серии экспериментов было обнаружено, что аналогичный эффект имел место в наших экспериментах как со стальной трубой состава 25Cr12Mn20W [7] (рис. 1, а), так и с медной трубой (рис. 1, б). Геометрия экспериментов по облучению труб, проводившихся на установке ПФ-1000, во всех указанных случаях была одинакова [3, 9, 10]. Схематично она приведена на рис. 2.

На рис. 1 видно, что в обоих случаях облучения стальной и медной труб степень модификации внутренней поверхности плавно уменьшается по мере продвижения вдоль трубы слева направо от анода камеры. При этом следов воздействия почти не наблюдается визуально уже к середине трубы на расстоянии от "горячего" среза, примерно равном 15 см. Это, очевидно, связано с уменьшением плотности потока обоих видов излучения (ВТП и ИПИ). Однако в некоторой зоне на поверхности

стальной трубы, ближе к ее "холодному" концу, величина повреждения *внутренней* поверхности неожиданно резко возрастает, занимая, как указано выше, зону около 6 см длиной. На внешней стороне трубы такое явление отсутствует. На медной трубе такое явление наблюдается в самом ее конце.



а



б

Рис. 1. Фотографии внутренней поверхности стальной трубы (а) и медной трубы (б). "Горячий" торец труб — слева

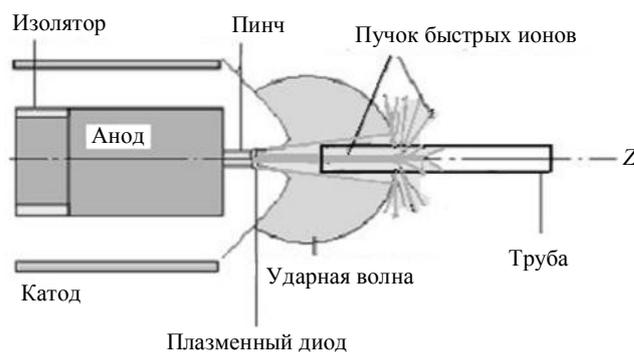


Рис. 2. Схема формирования и последующей динамики потока дейтериевой плазмы (ДП) и пучка быстрых ионов, генерируемых в установке ПФ

Авторы полагают, что этот феномен "аномально высокой повреждаемости" определенного участка внутренней полости изделия по сравнению с ее повреждаемостью на более близком расстоянии от источника излучения связан со спецификой взаимодействия импульсных потоков энергии

внутри камеры ПФ с материалом протяженной полой мишени, расположенной вдоль оси камеры. В связи с этим оно заслуживает специального рассмотрения.

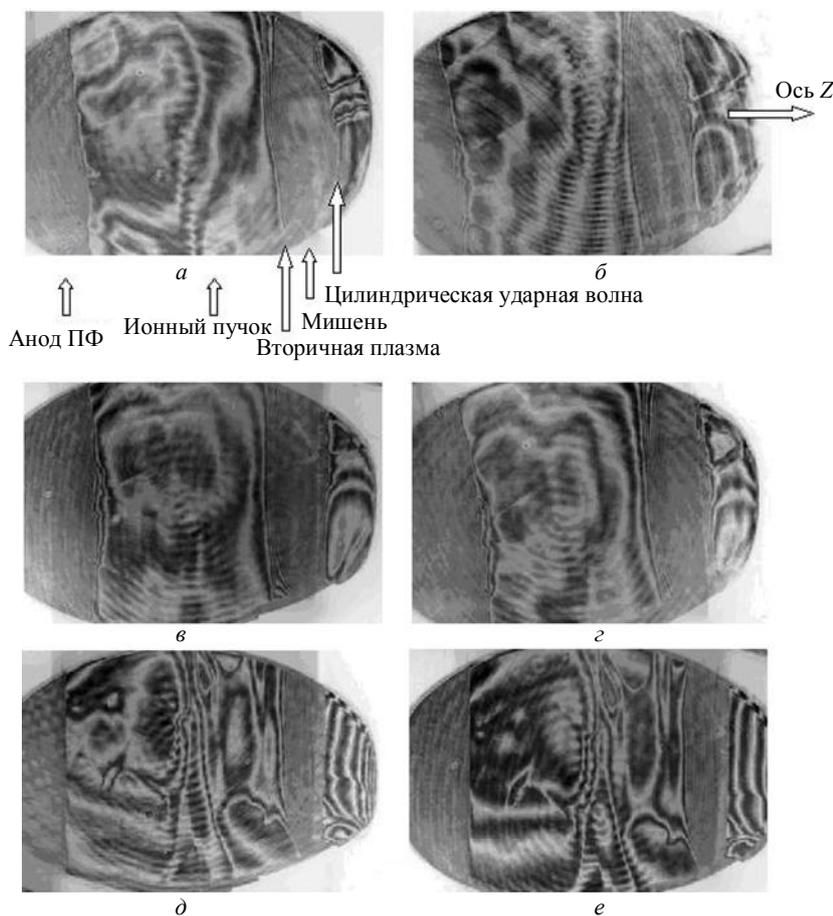
Схема генерации и последующей динамики потоков ИПИ и ВТП, формируемых в установке ПФ, была изучена в работах [11, 12] и приведена на рис. 2.

Сначала в результате нецилиндрической имплозии токово-плазменной оболочки (ТПО) у оси камеры Z образуется кумулятивная струя горячей плазмы ( $T_{pl} = 300—1000$  эВ). Она распространяется вдоль этой оси от анода со скоростью  $> 10^7$  см/с и толкает перед собой ударную волну (УВ) в газе [11]. Затем через 30—150 нс (в зависимости от размера установки) на пинче образуется плазменный диод. В нем генерируются сначала пучки быстрых электронов, направленных к аноду, и потом быстрых ионов, направленных вдоль кумулятивной струи (энергия частиц обоих сортов порядка 100 кэВ) [12]. Пучок ионов догоняет УВ и в некоторый момент проходит через ее фронт. Пучок быстрых ионов имеет двойную коническую структуру (углы раскрытия вложенных друг в друга конусов, примерно 25—35 и 5—7°) с основной энергией пучка, сосредоточенной во внутреннем конусе.

Энергия, содержащаяся в движущемся сгустке горячей плазмы и в потоке быстрых ионов, определяется эффективностью их генерации в ПФ.

КПД формирования каждого из них составляет величину порядка несколько процентов от полного энергозапаса батареи питания ПФ. Учитывая короткую длительность импульсов ВТП и ИПИ, легко оценить плотность потока мощности этих излучений на поверхности мишени. При ее перпендикулярном к указанным потокам расположении плотности потоков мощности колеблются в пределах  $10^6—10^{11}$  Вт/см<sup>2</sup> [13] в зависимости от расстояния мишени от анода и от энергозапаса установки ПФ.

Для проверки указанной картины взаимодействия и подтверждения сделанных оценок по плотности потоков был проведен предварительный эксперимент. В этих опытах рассматривались тонкие (толщина равна 1,5 мм) стальные и толстые вольфрамовые мишени в виде пластин напротив анода камеры и перпендикулярно к оси Z. Расстояния 10—15 см от его среза. 16-кадровая лазерная интерферометрия (времена экспозиции и точности синхронизации равны 1 нс, временные промежутки между кадрами 20 нс) показала, что по всей фронтальной плоскости мишени образуется вторичная плазма (слева от мишени на рис. 3). Ее прозрачность для лазерного излучения и скорость разлета (порядка  $10^7$  см/с) свидетельствуют, что температура в ней составляет порядка нескольких сотен электровольт.



*Рис. 3. Интерферограммы, показывающие последовательные стадии динамики (а—е) расходящейся цилиндрической ударной волны, образуемой после воздействия на тонкую стальную мишень ионного пучка и выхода ударной волны из твердого тела в газ*

Одновременно было обнаружено, что по центру тонкой мишени, т. е. там, где она подвергается воздействию наиболее мощной компоненты пучка быстрых ионов, с тыльной стороны формируется плоская УВ, очень быстро переходящая в цилиндрическую. Эта цилиндрическая УВ расходится в дальнейшем вокруг оси Z (см. рис. 3).

Последующее рассмотрение мишеней, установленных на указанном близком расстоянии от анода и подвергавшихся воздействию мощного ионного пучка, позволило обнаружить его контурный след — так называемый в технике сильноточных пучков "автограф". Диаметр пятна, регистрировавшего наиболее мощную компоненту пучка быстрых ионов на вольфрамовой пластине, расположенной на расстоянии от анода в 10 см, оказался примерно равным 12 мм (рис. 4). Это дает угол расходимости пучка примерно  $7^\circ$ , что близко к углу, зарегистрированному в работе [13] по самосвечению нагрываемой пучком плазмы.

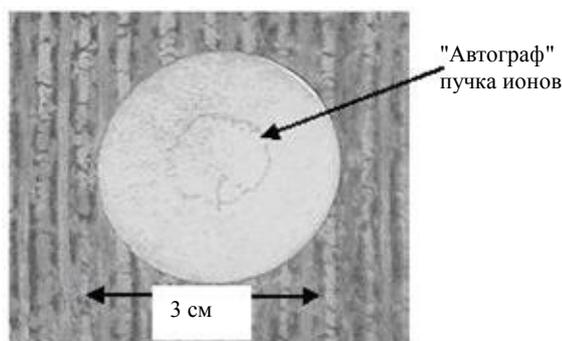


Рис. 4. "Автограф" мощного ионного пучка на мишени из вольфрама, расположенной на расстоянии 10 см от среза анода

После предварительных экспериментов перешли к основной части наших исследований. Мишени, представляющие собой трубы, были расположены внутри камеры ПФ напротив анода вдоль



Рис. 5. Схема расположения анализируемых образцов вдоль трубы

оси Z (см. рис. 2). Таким образом, потоки ВТП и ИПИ падали касательно к поверхностям этих труб. Расстояние от поверхности анода до переднего среза трубы равнялось 14 см при длине пинча вдоль оси Z около 8 см.

Был проведен анализ внутренних полостей стальных труб, облученных потоками ионов и плотной дейтериевой плазмой. Он показал, что на расстоянии  $L_0 \approx 22$  см от ближайшего к аноду ПФ ("горячего") среза трубы наблюдается своеобразная кольцевая зона.

Эта зона имеет ширину  $\approx 6$  см и отличается повреждаемостью ПС, аномально высокой по сравнению с остальными участками трубы (схема расположения анализируемых образцов показана на рис. 5).

## Результаты и обсуждение

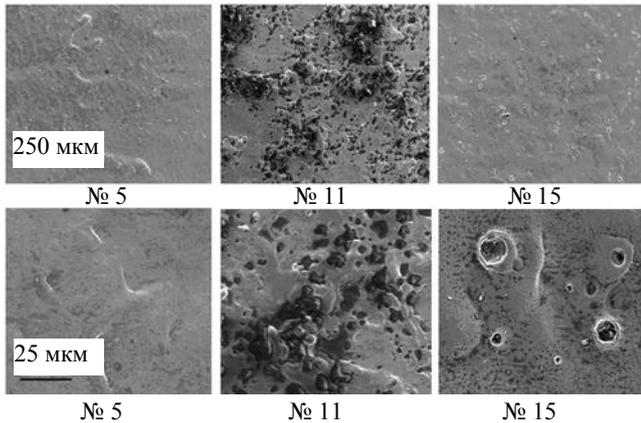
Электронная микроскопия показала, что топология поверхности в этой зоне аномальной повреждаемости заметно отличается от характера рельефа ПС в других участках существенно большим масштабом неровностей и цветовым контрастом сформировавшихся структурных фрагментов в форме капель (рис. 6, образец № 11). Эта особенность имеет место как для труб состава 25Cr12Mn20W, так и для труб состава 10Cr12Mn20W. На трубе, изготовленной из меди, такая зона высокой повреждаемости также присутствует и имеет такой же размер (около 6 см), однако расположена она в самом конце у "холодного" среза трубы (см. рис. 1, б и рис. 7 — оптическая микроскопия).

Данный эффект аномально высокой повреждаемости материала может быть связан со следующим обстоятельством, вытекающим из взаимной динамики потоков горячей плазмы и быстрых ионов в камере установки ПФ.

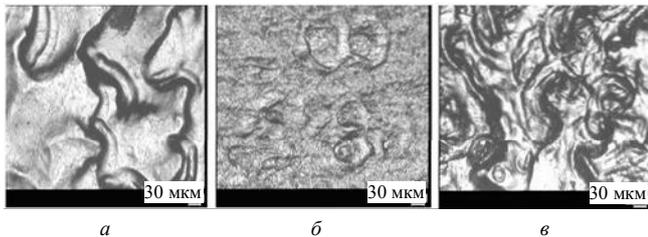
Сгусток плотной (плотность порядка  $10^{17}$ — $10^{18}$  см $^{-3}$ ) ВТП, распространяющейся от источника (пинча) в самой кумулятивной струе и в шлейфе толкаемой ею ударной волны, обладает температурой порядка нескольких сотен электровольт.

Эта температура много выше потенциала ионизации водорода. Кроме того, плазма этого сгустка является квазинейтральной. Поэтому его распространение как во внешнем по отношению к трубе пространстве, так и во внутренней полости облу-

чаемой трубы подчиняется обычным газодинамическим законам, справедливым для идеального газа, т. е. сгусток горячей плазмы расширяется по мере своего распространения в форме полусферы, и на внешней стороне трубы его мощность падает по квадратичному закону. Внутри же трубы он "канализуется", и спад его мощности происходит гораздо медленнее. Это обстоятельство находит свое подтверждение при сравнительном анализе характера воздействия ВТП на внутреннюю и внешнюю поверхности трубы.



**Рис. 6.** Изменение характера повреждаемости поверхности вдоль трубы 25Cr12Mn20W после воздействия 4 импульсов ДП (внутренняя поверхность): образец № 5 — горячая зона; № 11 — зона максимальной повреждаемости; № 15 — холодная часть трубы; сканирование во вторичных электронах с различным увеличением



**Рис. 7.** Микрофотографии внутренней поверхности медной трубы на разных расстояниях от "горячего" торца трубы после воздействия 4 импульсов ДП: а — 2 см; б — 15 см (середина трубы); в — 28 см (зона аномально высокой повреждаемости) — оптическая микроскопия

Однако высокоэнергичные быстрые ионы с энергией  $E_i \geq 100$  кэВ, движущиеся внутри сгустка горячей плазмы в направлении мишени-катода, и собственно плазма распространяются с разными скоростями и имеют разную геометрию. Для экспериментов в установке ПФ-1000 скорость быстрых ионов в разряде — порядка  $u_i \approx 3 \cdot 10^8$  см/с [13]. Скорость же движения переднего фронта плазмы составляет  $u_{pl} \approx (3-5) \cdot 10^7$  см/с, а для задней границы этого сгустка плазмы  $u_{pl} \approx 10^7$  см/с [12]. При этом быстрые ионы [13] сосредоточены, в основ-

ном, внутри расходящегося вокруг оси  $Z$  камеры конуса. Угол конуса для полного количества генерируемых в ПФ быстрых ионов колеблется в пределах  $20-30^\circ$ , однако основная часть мощного ионного пучка расположена внутри угла порядка  $5-7^\circ$ . При этом в момент генерации пучка ток, переносимый этими быстрыми ионами, может достигать величины полного разрядного тока установки или во всяком случае сравним с этим током по величине, а средняя плотность частиц в сгустке быстрых ионов оказывается порядка  $10^{16}$  см $^{-3}$  [13].

Если бы в камере вне плазменного диода с его катодной стороны не было плотной плазмы, этот пучок быстрых ионов, переносящий большой ток, при своем прямолинейном распространении по мере продвижения его фронта вдоль оси  $Z$  в вакууме начал бы генерировать большое азимутальное магнитное поле. Это поле для нашего случая по порядку величины равнялось бы

$$B = 0,2 I/r^2 = 0,4 \text{ МГс}, \quad (1)$$

где ток пучка  $I \sim 2$  МА, а радиус пучка  $r \sim 1$  см.

Это означает, что ларморовский радиус для широко представленных в спектре пучка быстрых дейтронов, имеющих энергию 100 кэВ, был бы равен

$$r_{Bd} \geq 204 (W_\perp)^{1/2}/B_\perp, \quad (2)$$

где поперечная к азимутальному полю энергия дейтронов  $W_\perp$  выражена в эВ, индукция магнитного поля  $B$  в Гс и  $r_{Bd}$  — см. Это дает оценку для минимальной величины  $r_{Bd} \geq 0,3$  см.

Данная величина меньше радиуса пучка. Это означает, что ионный ток в пучке превышает предельный ток Альфвена—Лоусона [14], который в нашем случае действительно равен:

$$I_{A-L} = M_D c^2 \beta \gamma / e = 6 \cdot 10^5 \text{ А} \ll 2,0 \text{ МА}, \quad (3)$$

где  $M_D$  — масса дейтона;

$c$  — скорость света;

$\beta$  и  $\gamma$  — релятивистские факторы;

$e$  — заряд дейтона.

Таким образом, все ионы пучка должны замедлиться, и распространение пучка в вакууме становится невозможным. В результате данного обстоятельства ионный пучок должен был бы "рассыпаться", и ионы, пройдя фронт УВ, должны были бы направиться по кратчайшей траектории к катодным стержням камеры ПФ.

Для электрической схемы в целом это гипотетическое распространение пучка в вакууме вдоль оси  $Z$  было бы эквивалентно нарастанию в ней внутренней индуктивности с величиной, превосходящей собственную индуктивность цепи "кон-

денсаторная батарея—подводящие провода—анод—пинч—катод". Данное обстоятельство также должно было бы приводить к замыканию на катодные стержни тока быстрых ионов после его выхода в вакуум. Подтверждение такой картине было продемонстрировано в экспериментах с ионной камерой-обскурой в работе [13].

Однако при наличии плотной и горячей плазмы, "фоновой" для ионного пучка, характер распространения этого пучка в пространстве меняется.

При транспортировке мощного пучка быстрых (энергия порядка 100 кэВ) ионов дейтерия внутри облака плотной (с плотностью  $n_{pl}$  на 2—3 порядка выше плотности ионов в пучке  $N_i$ ) горячей плазмы в этом облаке наводится обратный ток (в данном случае в виде попутного тока электронов). Этот ток протекает по внешней границе пучка быстрых ионов и является "столкновительным" в отличие от бесстолкновительного тока быстрых ионов.

Из-за высокой плотности плазмы  $n_{pl}$  и указанного обратного тока в данной конфигурации осуществляется зарядовая и токовая компенсация ионного пучка, несмотря на превышение величины тока пучка над пределом Альфвена—Лоусона. В связи с этим ионы пучка не подвергаются кулоновскому расталкиванию и не замагничиваются в собственном магнитном поле тока пучка. Благодаря данным эффектам пучок быстрых ионов может распространяться (транспортироваться) на значительные расстояния. Эти расстояния определяются величиной диссипации обратного (компенсирующего) тока в плазме.

В облаке плазмы в ПФ, образуемой самим пинчем и плазмой ударной волны, эта транспортировка выполняется удовлетворительно вплоть до фронта ударной волны. Таким образом, быстрые ионы, начав движение вдоль оси  $Z$  в сторону от анода с опозданием на 150 нс (для установки ПФ-1000) по отношению к старту кумулятивной струи и УВ и распространяясь уже внутри трубы, начнут догонять передний фронт УВ и движущийся с ней плазменный сгусток. В некоторый момент они его догонят. При этом быстрые ионы окажутся в нейтральном газе, заполняющем камеру при начальном давлении порядка 1 Торр (т. е. при плотности частиц газа  $\cong 3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ , которая оказывается близка к средней плотности быстрых ионов в сгустке). В этом газе длина свободного пробега ионов имеющих энергию 100 кэВ, измеряется величиной порядка 1 м. Это означает, что пучок быстрых (100 кэВ) положительно заряженных ионов не способен ионизировать этот газ, и он будет вынужден двигаться в нейтральной среде.

При распространении пучка быстрых ионов вне области ударной волны (на выходе пучка из нее), где пучок попадает в нейтральный газ с плотно-

стью порядка плотности ионов в пучке, вышеуказанной токовой и зарядовой компенсации не происходит, поэтому быстрые ионы здесь должны немедленно уходить на катод ПФ. Однако при наличии трубы из токопроводящего материала, если диаметр этой трубы превышает диаметр пучка, картина распространения пучка снова меняется.

С наружной стороны металлической трубы, установленной в ПФ и окруженной малоплотной и относительно холодной плазмой, с пучком происходит именно тот же эффект — его ток по кратчайшему пути (в сущности, вдоль фронта ударной волны) уходит на катод.

Однако внутри труб пучок быстрых ионов может быть компенсирован обратным током, наводимым в стенках трубы, охватывающей этот пучок. Длина, на которой эта компенсация осуществима, как указывалось, определяется характерной длиной диссипации обратного тока, т. е. в нашем случае эта длина будет определяться проводимостью материала трубы.

Эксперимент показывает, что в стальной трубе такая компенсация осуществляется вплоть до расстояний от анода порядка 35 см, т. е. на длине участка трубы порядка 20 см. Эта длина, на протяжении которой затухание обратного (компенсирующего) тока оказывается значительным, расположена в первых двух третях полной длины нашей стальной трубы.

В связи с тем, что проводимость меди в 50 раз выше проводимости стали, в принципе можно было бы ожидать транспортировку пучка быстрых ионов внутри медной трубы на расстояния порядка 10 м. Следует, однако, учесть то обстоятельство, что полная максимальная длительность импульса ионного пучка в ПФ-1000 равна 180 нс [13], а скорость ионов равна  $3 \cdot 10^8 \text{ см/с}$ . Это означает, что полная длина сгустка быстрых ионов, генерируемого в этой установке, равна  $\approx 50 \text{ см}$ .

Поскольку наш образец трубы из меди имел длину всего лишь 30 см, пучок быстрых ионов немедленно замыкался ("вываливался") на трубу в ее конечном участке, т. е. там, где его дальнейшее распространение в нейтральном малоплотном газе было невозможно.

Пучок ионов дейтерия, опережающий фронт плазмы и теряющий компенсацию обратным током, наводимым в стенках трубы, будучи положительно заряженным относительно катода, устремляется к нему по кратчайшему расстоянию. При этом ионы дейтерия, опережающие плазму, отклоняются от первоначального направления движения, и происходит "рассыпание" ионного пучка на внутреннюю стенку трубы. Другими словами, происходит "ионная бомбардировка" высокоэнергичными дейтонами внутренней поверхности трубы.

Этот эффект должен приводить к очень высокой повреждаемости материала, по крайней мере, по трем причинам: во-первых, энергия быстрых ионов (~100 кэВ), примерно, на два порядка величины превышает среднюю энергию частиц в плазме (~ 1 кэВ); во-вторых, при одинаковой мощности потоков ВТП и ИПИ на выходе из пинча плазма расширяется во всю полусферу, а ионный пучок транспортируется внутри угла с небольшой расходимостью; в третьих, воздействие быстрых ионов на внутренний ПС трубы в рассматриваемом эффекте происходит под углом к облучаемой поверхности, который значительно больше (близок к 90°), чем при касательном движении потока энергии ВТП вдоль нее.

Судя по протяженности зоны *аномальной высокой повреждаемости* (более 6 см) процесс распыления ионного пучка на стенки трубы растянут

в пространстве и во времени и занимает примерно несколько сотен наносекунд. Это может быть объяснено широким спектром генерируемого в ПФ ионного пучка [13].

Заключительное замечание относится к поведению плазмы разряда в течение последующих колебаний разрядного тока в установке ПФ и ее возможному влиянию на условия облучения мишеней. На рис. 8 приведена полная осциллограмма производной тока разряда в малоразмерной установке ПФ-10М (а). Здесь же показаны и отдельные части этой осциллограммы, приведенные для средней фазы (б) и заключительной части (в) разрядного тока. Похожее поведение разрядного тока наблюдается и на установке ПФ-1000.

Рассчитанные временные данные (в мкс от начала разряда) для наиболее важных точек на этой осциллограмме представлены ниже.

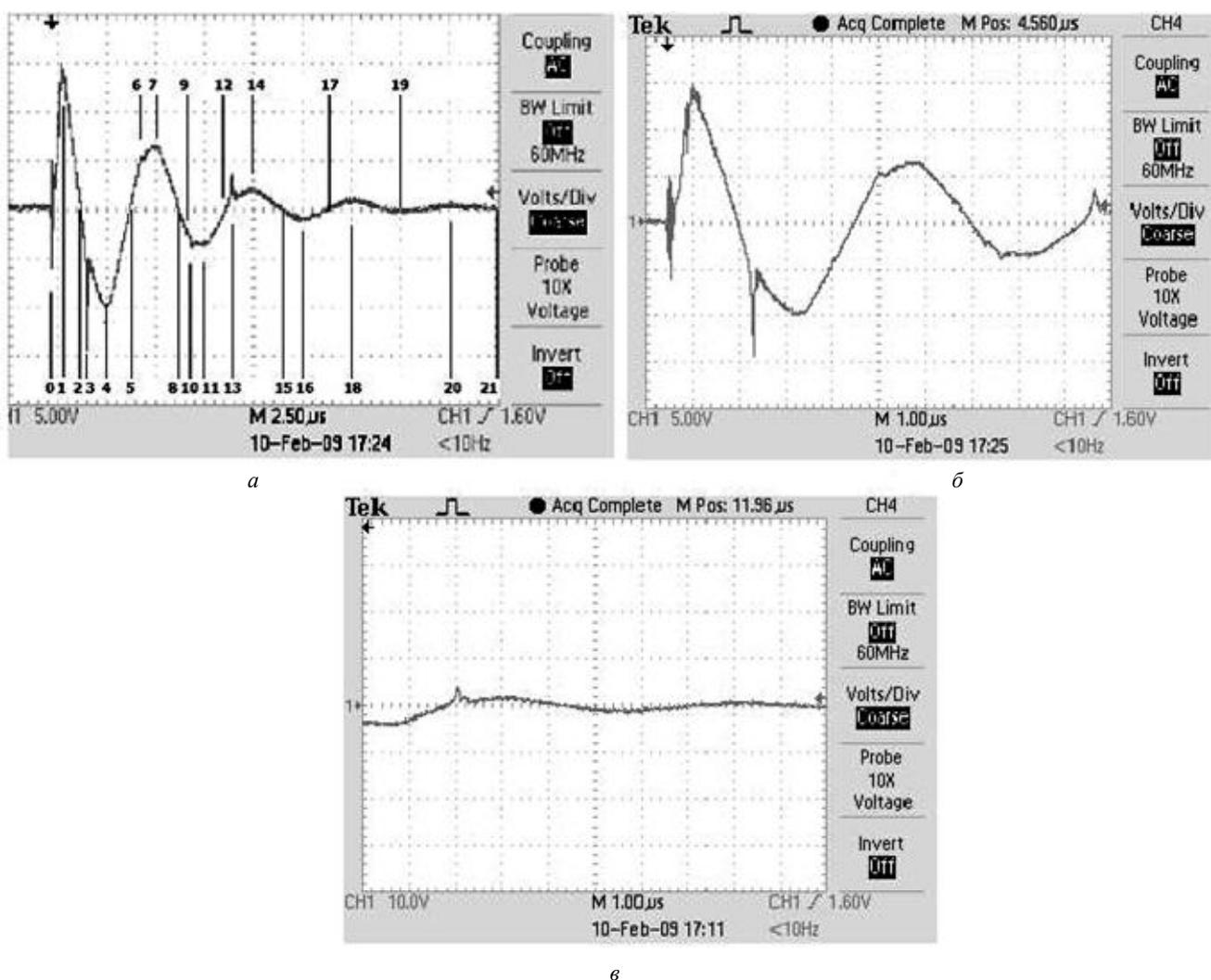


Рис. 8. Полная осциллограмма производной тока разряда в установке ПФ-10М (а) и ее отдельные части, показанные для средней (б) и заключительной (в) фаз разрядного тока

0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21
0	0,56	1,50	1,88	2,84	4,02	4,56	5,24	6,52	6,84	7,20	7,72	8,96	9,2	10,3	11,7	12,8	14,2	15,5	18,0	20,5	23,0

Пять периодов затухающего разряда, видные на осциллограммах (см., в особенности, осциллограмму рис. 8, в, полученную с большим увеличением специально для 4-го периода), имеют примерно одинаковую длительность, очень близкую к 5 мкс. Это означает, что во всех этих периодах индуктивность канала протекания тока в плазме, а значит и ее размеры, примерно одинаковы.

В свою очередь, это приводит к тому, что мишени, расположенные близко к аноду, после мощного облучения ВТП и ИПИ в первом полупериоде разряда, подвергаются в последующих полупериодах "сглаживающему" действию низкотемпературной плазмы, существующей вблизи анода ПФ вплоть до полного затухания разрядного тока. На мишени же, расположенные на относительно небольшом удалении от анода (и, в частности, на удаленные области внутренней поверхности аксиально расположенных труб), такое воздействие не оказывается.

В то же время необходимо помнить, что при значительном удалении мишени от анода ПФ воздействие сильноточного потока быстрых ионов резко уменьшается ввиду его "распыпания" в области, где его компенсация обратным током невозможна.

### Выводы

1. При импульсном воздействии потоков ионов и плотной плазмы на протяженную мишень в форме трубы, расположенную в установке ПФ вдоль оси падающего потока энергии, повреждаемость наружной поверхности мишени с увеличением расстояния от источника излучения монотонно уменьшается. В то же время повреждаемость материала вдоль внутренней стенки трубы носит немонотонный характер.

2. Немонотонность указанного явления определяется специфическим характером транспортировки сильноточного пучка быстрых ионов внутри проводящей трубы. Благодаря более высокой скорости движения высокоэнергичных ионов, по сравнению со скоростью движения сгустка плазмы, на стадии опережения ионами фронта потока плазмы и на длине, превышающей токовую компенсацию обратным током, внутри трубы наблюдается аномально высокая повреждаемость ее внутренней поверхности.

3. Это явление связано с интенсивной "ионной бомбардировкой" внутреннего поверхностного слоя трубы при "высыпании" на катодную часть рабочей камеры положительно заряженного ион-

ного пучка в той зоне, где его компенсация плотной плазмой и обратным током прекращается из-за диссипации последнего.

Авторы благодарны Л. И. Иванову за полезные обсуждения ударно-волнового характера воздействия мощного ионного пучка на твердые мишени в ПФ.

Авторы также выражают благодарность за поддержку данной работы Международному агентству по атомной энергии (гранты IAEA CRP №14526, 14540, 14638) и Российскому фонду фундаментальных исследований (грант №.10-08-00333-а).

### Литература

1. Масляев С. А., Пименов В. Н., Платов Ю. М., Демина Е. В. и др. // Перспективные материалы. 1998. № 3. С. 39.
2. Грибков В. А., Григорьев Ф. И., Калинин Б. А., Якушин В. Л. Перспективные радиационно-пучковые технологии обработки материалов. — М.: Круглый год, 2001.
3. Пименов В. Н., Грибков В. А., Иванов Л. И., Шольц М. и др. // Перспективные материалы. 2003. № 1. С. 13.
4. Якушин В. Л. // Известия РАН: Металлы. 2005. № 2. С. 12.
5. Якушин В. Л., Калинин Б. А., Джумаев П. С. и др. // Физика радиационных повреждений и радиационное материаловедение. 2005. Т. 86. № 3. С. 128
6. Пименов В. Н., Масляев С. А., Демина Е. В., Иванов Л. И. и др. // Перспективные материалы. 2006. № 4. С. 43
7. Jacquinot J. // Nuclear Fusion. 2010. V. 50. P. 014001.
8. Haynman C. A., Wegner P. J., Auerbach J. et al. // Appl. Opt. 2007. V. 46. P. 3276.
9. Пименов В. Н., Демина Е. В., Масляев С. А., Иванов Л. И. и др. // Перспективные материалы. 2007. № 2. С. 48.
10. Демина Е. В., Иванов Л. И., Масляев С. А., Пименов В. Н. // Там же. 2007. № 3. С. 24.
11. Сасиновская И. П., Грибков В. А., Дубровский А. В. // Там же. 2008. № 5. С. 1.
12. Gribkov V. A., Pimenov V. N., Ivanov L. I., Dyomina E. V., Maslyayev S. A., Miklaszewski R., Scholz M., Ugaste U. E., Dubrovsky A. V., Mezzetti F., Kulikauskas V. C., Zatekin V. V. // Journal of Physics D: Applied Physics. 2003. V. 36. P. 1817.
13. Gribkov V. A., Bienkowska B., Borowiecki M., Dubrovsky A. V., Ivanova-Stanik I., Karpinski L., Miklaszewski R. A., Paduch M., Scholz M., Tomaszewski K. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2007. V. 40. P. 1977.
14. Gribkov V. A., Banaszak A., Bienkowska B., Dubrovsky A. V., I. Ivanova-Stanik, L. Jakubowski, L. Karpinski, Miklaszewski R. A., Paduch M., Sadowski M. J., Scholz M., Szydłowski A., Tomaszewski K. // Ibid. P. 3592.
15. Huba J. D. NRL Plasma Formulary. The Office of Naval Research, 2004.
16. Пименов В. Н., Масляев С. А., Иванов Л. И., Демина Е. В. и др. // Нуклеоника. 2006. V. 51. No. 1. P. 71.

## Physical processes of interaction between ion and plasma streams and a target surface in the Dense Plasma Focus device

V. A. Gribkov<sup>1,2,4</sup>, A. S. Demin<sup>1,3</sup>, E. V. Demina<sup>1</sup>, A. V. Dubrovsky<sup>1,4</sup>, L. Karpinski<sup>2</sup>,  
S. A. Maslyaev<sup>1</sup>, M. Padukh<sup>2</sup>, V. N. Pimenov<sup>1</sup>, M. Sholz<sup>2</sup>

<sup>1</sup>A. A. Baikov Institute of Metallurgy and Material Sciences, 49 Leninsky av., Moscow, 11999, Russia

<sup>2</sup>Institute of Plasma Physics and Laser Microsynthesis, 23 ul. Hery, Warsaw, 01-947, Poland  
E-mail: lekarp@ifpilm.waw.pl

<sup>3</sup>Moscow State Industrial University, 16 Avtozavodskaya str., Moscow, 115280, Russia

<sup>4</sup>Moscow Physical Society, 49 Leninsky av., Moscow, 119991, Russia  
E-mail: gribkovv@yahoo.com

*Dynamics of interaction of powerful streams of high-temperature plasma (HTP) and fast ions (FI) generated in the device “Dense Plasma Focus” (DPF) is investigated for a special case. In these experiments solid conductive targets having shapes of a plate and a tube were placed normally and axially in respect to the Z-axis of the DPF chamber at its cathode side. Secondary plasma spread out from the target’s surface is examined. We have found a shock-wave action upon the flat targets produced by the ion beam.*

PACS: 52.38.Ph

*Keywords:* plasma, stream, ion, plasma focus, solid-state target, interaction.

Bibliography — 16 references.

*Received July 30, 2010*